

CONTRIBUTION À L'ÉTUDE
DES
PLASMAS DENSES

THÈSE

présentée à la Faculté des sciences de
l'Université de Genève pour obtenir le grade
de docteur en physique

par

MARCEL HAEGI

de

Genève

Rome

Laboratorio Gas Ionizzati

Thèse N. 1474

1968

CONTRIBUTION À L'ÉTUDE DES PLASMAS DENSES

THÈSE

présentée à la Faculté des sciences de
l'Université de Genève pour obtenir le grade
de docteur en physique

par

MARCEL HAEGI

de

Genève

Rome

Laboratorio Gas Ionizzati

Thèse N. 1474

1968

La Faculté des sciences, sur le préavis de Monsieur le professeur Roger Lacroix, directeur de thèse, et d'une commission composée des professeurs D. Maeder, J. G. Linhart de Rome et R. Keller de Lausanne, autorise l'impression de la présente thèse, sans exprimer d'opinion sur les propositions qui y sont énoncées.

Genève, le 17 juillet 1968

Le doyen
Marc Vuagnat

Thèse N. 1474



Rapport Interne LGI 68 / 16

Laboratorio Gas Ionizzati (EURATOM - C.N.E.N.)

Frascati, Rome, Italie.

Je tiens à exprimer ici ma profonde reconnaissance à mon directeur de thèse, le professeur Roger Lacroix, pour l'intérêt bienveillant avec lequel il a suivi et encouragé ce travail.

Je voudrais aussi exprimer ma gratitude au professeur Jiri George Linhart, directeur du groupe Fusion EURATOM de Frascati, pour l'appui qu'il m'a fourni, pour les précieux conseils qu'il m'a prodigué et pour les fructueuses discussions que nous avons eu.

Enfin je remercie les professeurs R. Keller de Lausanne et D. Maeder de Genève qui m'ont fait l'honneur d'accepter la charge de juré de thèse.



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41545903_0045

Avant-Propos

Dans la première partie de ce travail nous montrerons les principaux aspects du problème de la fusion thermonucléaire ensuite, parmi les différentes solutions possibles, nous indiquerons les raisons du choix que nous avons fait et les conséquences qui en découlent.

Dans la seconde partie nous décrirons les principaux types d'expériences conduisant à des plasmas denses, puis nous étudierons un plasmoïde dont les caractéristiques sont les plus voisines de celles d'un plasma pour un futur réacteur d'énergie zéro.

Pour alléger l'exposé, nous avons renvoyé en bibliographie la présentation des développements purement mathématiques et les descriptions technologiques au profit de l'étude physique de ces plasmas.

Frascati, Avril 1968

Première Partie

LES PRINCIPES

Chapitre I

Introduction

§ 1) Les réactions de fusion nucléaire

L'énergie de liaison par nucléon présente un maximum pour les noyaux situés au centre du tableau périodique des éléments. La fission des noyaux lourds et la fusion des noyaux légers sont donc des réactions nucléaires exoergiques et représentent d'importantes sources potentielles d'énergie.

Voici, partant du noyau le plus léger les quelques premières réactions de fusion [2], [4].

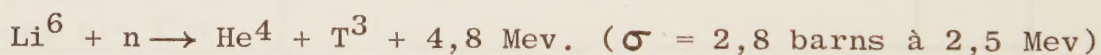
		$\overline{\sigma}_v \text{ (cm}^3 \text{s}^{-1}\text{)}$ à T = 5 Kev
(1)	$H' + H' \rightarrow D^2 + e^+ + 1,09 \text{ Mev}$	
(2)	$H' + D^2 \rightarrow He^{3+} + 5,47 \text{ Mev}$	
(3)	$H' + T^3 \rightarrow He^{4+} + 19,8 \text{ Mev}$	
(4)	$\begin{array}{l} \text{a) } D^2 + D^2 \rightarrow He^{3+} + n + 3,27 \text{ Mev} \\ \text{b) } \quad \quad \quad \searrow \quad \quad \quad T^3 + p + 4,03 \text{ Mev} \end{array}$	$1,5/2 \cdot 10^{-19}$ $1,5/2 \cdot 10^{-19}$
(5)	$D^2 + T^3 \rightarrow He^{4+} + n + 17,6 \text{ Mev}$	$1,4 \cdot 10^{-17}$
(6)	$D^2 + He^3 \rightarrow He^{4+} + p + 18,3 \text{ Mev}$	$1 \cdot 10^{-20}$
(7)	$T^3 + T^3 \rightarrow He^{4+} + 2n + 11,32 \text{ Mev}$	$1 \cdot 10^{-22}$

La réaction présentant la plus grande probabilité de fusion - à une température accessible en laboratoire, soit par exemple $T = 5 \text{ Kev}$ - est (D,T) avec $\overline{\sigma v}$, intégré sur la distribution Maxwellienne, égal à $1,4 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$. Avec une probabilité environ 100 fois inférieure ont lieu les réactions (D,D) avec deux filières également probables, l'une produisant une particule chargée l' He^3 et un neutron, l'autre deux particules chargées, le T^3 et un proton. Avec une probabilité 700 fois inférieure à la réaction (D,T) a lieu la réaction (D,He^3) qui produit 2 particules chargées l' He^4 et un proton. La probabilité de fusion pour d'autres types de réactions, par exemple (1) (2) (3) (7) du tableau, est encore beaucoup plus petite.

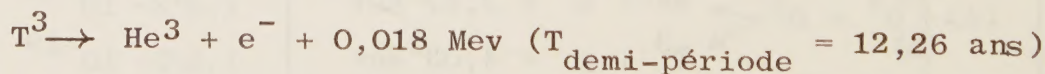
On montre aussi [1] que la seule chaîne de réactions de fusion nucléaire d'intérêt pratique comme source d'énergie, est celle qui utilise, par l'intermédiaire des réactions (4) (5) (6), le deutérium comme combustible et qui obtient comme résidu final l' He^4 .

§2) Les réactions nucléaires accessoires

Les neutrons produits par les réactions (4a) et (5) peuvent être capturés par le Li^6 en donnant lieu à la réaction:



Le tritium produit peut alors être utilisé comme combustible pour la réaction (5). On peut aussi laisser ce tritium se désintégrer selon:



et utiliser l' He^3 produit comme combustible pour la réaction (6).

Cette dernière possibilité peut présenter plus d'intérêt du point de vue de la récupération d'énergie; en effet, contrairement aux neutrons qui peuvent s'échapper directement du lieu de production en ne délivrant leur énergie que sous forme dégradée de chaleur, les particules chargées peuvent en principe être confinées de façon que leur énergie cinétique puisse être transformée directement en énergie électrique.

Une autre façon d'utiliser le neutron produit par la réaction (4a), ou mieux encore par la réaction (5) qui donne un neutron plus énergétique, est de l'absorber dans de l'uranium naturel [5].

La fission de l'isotope U^{238} , après absorption de ce neutron, donne une énergie de 120 Mev et 4 neutrons secondaires qui, à leur tour, produisent la fission de l'isotope U^{235} présent en produisant une énergie de 200 Mev. Ainsi un neutron issu de la réaction (5) et ayant une énergie de 14,1 Mev aura dégagé, dans de l'uranium naturel, une énergie de 320 Mev.

§ 3) La Fusion comme source d'énergie

On calcule, selon le tableau ci-dessus, que la transformation du deutérium en He^4 dégage une énergie de 10,8 Mev par noyau de deutérium.

Sachant que dans l'eau naturelle il y a 1 atome de deutérium pour 6500 atomes d'hydrogène, on en déduit que l'énergie de fusion que peut dégager le deutérium contenu dans 1 litre d'eau naturelle est:

$$1 \text{ litre d'eau} \rightarrow 10^{10} \text{ Joules} = 300 \text{ litres d'essence} = 2500 \text{ kg TNT}$$

Les réserves mondiales de deutérium s'élèvent à 10^{17} Kg. [1].
L'énergie réalisable serait 10^{32} Joules. Ces réserves pourraient satisfaire aux besoins de l'humanité pour des millions d'années.

§ 4) Les sections efficaces de fusion

Pour obtenir la fusion de deux noyaux légers il faudrait, en principe, qu'ils aient assez d'énergie cinétique relative pour pouvoir se rapprocher jusqu'au point où les forces d'attraction nucléaires à court rayon d'action sont supérieures à la force de répulsion coulombienne. Mais la section efficace de fusion en dessous de ce seuil - qui pour $Z_1 = Z_2 = 1$ vaut 280 Kev - n'est pas nulle à cause de "l'effet tunnel" et peut s'exprimer [6] par:

$$\sigma_{fus}(W) = \frac{c}{W} \exp\left(-\frac{2^{3/2} \pi^2 M^{1/2} Z_1 Z_2 e^2}{h W^{1/2}}\right) \quad (I, 1)$$

où, dans le système de Gauss, M représente la masse réduite, W l'énergie cinétique totale dans le centre de masse et h la constante de Planck.

La courbe expérimentale des sections efficaces est représentée par la Figure 1.

§ 5) Quelques procédés de fusion

Les valeurs de ces sections efficaces suggèrent différents procédés susceptibles de tirer de l'énergie utile de ces réactions:

- α) On pourrait bombarder une cible solide de deutérium ou de tritium avec des ions convenablement accélérés de deutérium. Cependant la section efficace de collision élastique à 90° de ces ions rapides avec les électrons de la cible solide vaut:

$$\sigma_{90^\circ} = \frac{\pi e^4}{4 W_i^2} \left(\frac{m_i}{m_e} \right)^2$$

Elle est tellement plus grande que σ_{fusion} que l'énergie de l'ion accéléré serait employée essentiellement à ioniser la matière de la cible.

β) La situation est pratiquement identique pour le bombardement d'une cible de plasma de température relativement basse, soit par exemple de 10 ev (10^5 °K). L'énergie de l'ion rapide, se dégradant très vite au cours de ses collisions élastiques avec les électrons, sert essentiellement à augmenter la température de ceux-ci.

Par contre, lorsque le plasma est chaud, par exemple à une température électronique de 10 Kev, le bombardement par des ions rapides peut donner un gain net d'énergie, mais alors le bombardement n'agit pas directement sur la production des réactions nucléaires mais par l'intermédiaire du chauffage de l'ensemble du plasma. Un procédé semblable de chauffage a été effectivement utilisé dans l'Astron [7].

γ) Pour éviter les collisions élastiques des ions avec les électrons on peut supprimer ceux-ci en utilisant l'interaction de 2 faisceaux d'ions de deutérium et de tritium tirés en sens inverse.

Mais ce procédé ne convient pas: D'une part, l'effet des collisions lointaines, c'est à dire l'effet du champ de l'ensemble des autres particules, sur une particule donnée [8] dévie en moyenne celle-ci hors du faisceau si bien que l'interaction de la petite proportion de particules restantes ne suffit plus à créer un bilan positif d'énergie. D'autre part,

la charge d'espace limite la densité à une valeur beaucoup trop basse.

Pour des faisceaux relativistes les perspectives sont toutefois plus favorables.

- δ) En élevant brusquement la température du combustible, initialement à l'état condensé, à des valeurs telles qu'avant la dispersion de ces particules (non confinées) les réactions de fusion produisent plus d'énergie qu'il n'en a été nécessaire pour produire l'élévation de température, on obtient un gain net d'énergie.

Un tel procédé est utilisé dans la bombe H où l'élévation initiale de température est obtenue par une onde de choc concentrique provoquée par l'explosion d'un manteau ou d'un noyau de U^{235} ou de Pu^{239} .

Cette brusque élévation de température pourrait également être provoquée par le choc d'un projectile macroscopique sur une cible solide de matériel fusible [9]. On montre que, dans le cas plan et pour une cible de D T, la réaction engendrée au point d'impact se propage, c'est à dire est autoentretenu, si la vitesse du projectile est supérieure à $4 \cdot 10^6$ m/s. Les plus grandes vitesses atteintes jusqu'à présent par des macroaccélérateurs électrostatiques sont de quelques 10^4 m/s.

- ξ) La grande puissance délivrée par les lasers pourrait, en principe, créer une telle augmentation de température, mais actuellement l'énergie lumineuse totale du laser le plus puissant est encore au moins 1000 fois trop petite.

Par contre, si l'on se limitait au chauffage d'un petit grain de matière fusible juste assez grand pour occuper la

surface du point focal sur lequel on concentre toute l'énergie du laser, on pourrait s'attendre à obtenir des températures thermonucléaires. L'expérience montre que tel n'est pas le cas et que l'on se trouve en présence de phénomènes très compliqués [10].

§6) Le plasma thermonucléaire

La façon la plus naturelle d'éviter que les ions rapides perdent leur vitesse par des collisions avec des particules de faible énergie, empêchant ainsi les réactions de fusion, consiste à donner à toutes les particules la même énergie moyenne. A l'équilibre, la distribution des vitesses pour chaque type de particule sera celle de Maxwell:

$$dn = 4 \pi n \left(\frac{M}{2\pi KT} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{MV^2}{2KT}\right) V^2 dV \quad (1.2)$$

Cette distribution, qui est souvent loin d'être réalisée en laboratoire, permet ainsi de définir la température cinétique T d'un plasma.

Celui-ci étant lui-même défini comme étant un système gazeux ionisé, globalement électriquement neutre, pouvant contenir une proportion arbitraire de particules non ionisées [11].

Un plasma ayant une température et une densité permettant d'obtenir un niveau raisonnable de réactions de fusion nucléaire est dit "thermonucléaire". C'est à l'obtention et au confinement d'un tel plasma que sont consacrées, depuis plus de 15 ans, de très nombreuses recherches théoriques et expérimentales, recherches qui ont coûté jusqu'à présent environ 10^9 \$.

Le présent travail représente une contribution à l'étude d'un tel plasma dans le cas d'une forte densité.

Le libre parcours moyen de fusion d'un deuteron dans un plasma de densité n est:

$$\lambda(n,T) = \frac{1}{n \overline{\sigma}(T)}$$

où $\overline{\sigma}(T)$ est la section efficace de fusion (I,1) intégrée sur la distribution de Maxwell (I,2) correspondant à la température T . Ce libre parcours moyen est représenté en fonction de la densité sur le graphique de la Figure 2.

§7) Le critère de Lawson

Un plasma thermonucléaire rayonne essentiellement son énergie sous forme de bremsstrahlung et, en présence de champ magnétique, également sous forme de radiations cyclotroniques. Alors que ces dernières, du moins pour des densités élevées, peuvent dans une certaine mesure être réabsorbées dans le plasma et réfléchies vers celui-ci par des parois conductrices, le rayonnement bremsstrahlung (transition free-free), qui a un libre parcours moyen d'absorption de 10^{20} cm à 10^{15} part/cm³ et 10^{10} cm à 10^{20} part/cm³ pour une température de 10 Kev, s'échappe définitivement. Pour ce rayonnement un plasma de laboratoire est loin de se comporter comme un corps noir pour lequel la distance ci-dessus devrait être nettement plus petite que le corps lui-même.

C'est pour cela que les plasmas dont il est question ici ne sont pas en équilibre thermodynamique avec leur rayonnement et qu'il y a lieu de distinguer la température de l'équilibre thermodynamique, de la température cinétique.

La puissance ainsi perdue par ce rayonnement vaut:

$$P_B = 1,4 \cdot 10^{-34} n^2 T^{1/2} \text{ watts/cm}^3 \quad (\text{I},3)$$

pour un plasma d'isotope d'hydrogène [12], T exprimé en °K.

La puissance thermonucléaire produite dans le plasma vaut:

$$\begin{aligned} P_{DD} &= 3,3 \cdot 10^{-13} n_D^2 (\overline{\sigma v})_{DD} \text{ watts/cm}^3 \\ P_{DT} &= 5,6 \cdot 10^{-13} n_T n_D (\overline{\sigma v})_{DT} \text{ watts/cm}^3 \end{aligned} \quad (I,4)$$

où $\overline{\sigma v}(T)$ est déduit des formules (I,1) et (I,2).

La réaction est autoentretenu lorsque, négligeant toutes les autres pertes, la puissance bremsstrahlung rayonnée est compensée par celle produite par les réactions de fusion.

$$P_B \leq P_{DD} \quad \text{ou} \quad P_B \leq P_{DT}$$

On trouve que ces conditions sont indépendantes de la densité et qu'elles ne dépendent que d'une température critique qui est de 13 Kev pour la réaction D-D et de 3 Kev pour D-T.

On peut formuler un simple critère d'énergie zéro pour un réacteur de fusion, en supposant que le plasma thermonucléaire n'a aucune perte d'énergie autre que celle due à son rayonnement bremsstrahlung et que la totalité de l'énergie est récupérée sous forme thermique.

Ce critère / 13 / s'écrit alors:

$$\eta (R + 1) > 1$$

Où η est le rendement thermique du système de récupération de chaleur et R le quotient de l'énergie de fusion produite par l'énergie totale fournie au plasma. Pour $\eta = 1/3$ et en portant dans l'inégalité les relations (1,3) et (1,4) ce critère prend la forme:

$$R(nt, T) > 2$$

La région de l'espace (nt, T) où cette inégalité est satisfaite est portée sur le diagramme de la Figure 3.

On y a également fait figurer très schématiquement le domaine des résultats expérimentaux représentant les plasmas

produits par les principaux types de machines.

Une tendance ressort clairement de ce diagramme: La "distance" entre un certain plasma et le critère d'énergie zéro diminue lorsque la densité augmente. Il est bien entendu impossible de prédire actuellement par où ce domaine pourrait s'étendre jusqu'à ce critère.

A cet égard, les plasmas de forte densité ($n \sim 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) occupent, semble-t-il, une position privilégiée, mais la physique de ces derniers est, comme nous le verrons au cours de ce travail, parmi les moins bien comprises.

Chapitre II

Les Plasmas Thermonucléaires Denses

§ 1) Les 2 voies

Pour satisfaire au critère de Lawson il faut donc que le produit de la densité de particules par la durée du confinement à haute température soit:

$$n t > 10^{14} \text{ cm}^{-3} \text{ s} \quad \text{pour la réaction D-T}$$

Dans la pratique on distingue arbitrairement deux voies par lesquelles on peut tendre à satisfaire cette inégalité:

α) Celle des plasmas relativement peu denses où la pression exercée par ceux-ci peut être facilement contre-balancée, en permanence et dans des volumes notables, par des forces de confinement externes par l'intermédiaire, essentiellement, de champs magnétiques.

Ainsi à une densité de l'ordre de 10^{15} particules /cm³ il correspond, à une température thermonucléaire, une pression cinétique de l'ordre de 100 atm. Le temps de collision de fusion pour la réaction D-T serait dans ce cas de 10 sec. mais le temps de confinement, pour satisfaire au critère de Lawson, de 10^{-1} sec.

Par cette voie les problèmes qui se posent sont essentiellement:

- obtenir et maintenir durant ce temps un plasma quasi-stationnaire dans une configuration stable,
- maintenir la diffusion des particules et les différentes

pertes par rayonnement en dessous d'une valeur critique,
- éviter que les impurétés provenant des parois ne viennent
abaïsser sa température.

C'est cette voie qui a séduit la plupart des chercheurs
et bien que de sensibles progrès aient été réalisés ces 15 der-
nières années, il subsiste encore de graves difficultés, notam-
ment au sujet de la diffusion des particules chaudes à travers
le champ magnétique et au sujet de la contamination du plasma
par les particules provenant des parois.

β) L'autre voie est celle des fortes densités. Le plasma ne peut
plus alors être confiné par des forces statiques; en effet
à une densité de 10^{20} cm^{-3} correspond une pression de l'or-
dre de 10^7 atm. Le temps de confinement nécessaire pour
satisfaire au critère de Lawson étant de l'ordre de 10^{-6} sec.

Dans ce cas le problème revient essentiellement à produi-
re ce plasma et à retarder son expansion. Les difficultés
causées par les instabilités, la diffusion des particules,
les pertes par rayonnement, la contamination par des particu-
les provenant des parois, sont souvent moins aiguës que dans
le cas précédent étant donné le temps de confinement beaucoup
plus court. Par contre comme nous le verrons au § 3 de ce
chapitre, l'énergie totale ainsi que la densité d'énergie
nécessaire, pour satisfaire à un critère d'énergie zéro, at-
teignent des valeurs, qui, si elles sont réalisables prati-
quement, rendront peut-être difficile la réalisation d'un
réacteur non destructif.

C'est pour cette raison que cette voie a, au début, rebuté
la plupart des chercheurs, mais si on considère le diagramme
de Lawson (Fig. 3) on remarque que c'est par celle-ci qu'ont

été produits les plasmas dont les paramètres sont les plus voisins du critère d'énergie zéro.

Cette performance, conjuguée aux difficultés chroniques des plasmas peu denses, fait qu'actuellement cette voie suscite toujours plus d'intérêt.

§ 2) Les "Pinchs"

Il existe de nombreux procédés pour chauffer et confiner un plasma, parmi ceux-ci nous retiendrons particulièrement le "pinch" où la force de confinement provient de l'action du courant sur son propre champ magnétique.

Dans un cylindre conducteur, lorsque le courant circule dans la direction $[\vec{\theta}]$ du système de coordonnées cylindriques $(\vec{r}, \vec{\theta}, \vec{z})$, on dit que l'on a un " θ - pinch". Les lignes du champ magnétique sont alors dirigées selon $[\vec{z}]$ et la force selon $-\vec{r}$.

Lorsque le courant circule selon $[\vec{z}]$ on dit que l'on a un "Z-pinch". Les lignes magnétiques sont alors en $[\vec{\theta}]$ et la force toujours en $-\vec{r}$.

De ces deux systèmes nous utiliserons le second qui permet un meilleur transfert d'énergie du banc de condensateurs au plasma et pour lequel, à courant constant, la pression magnétique à la surface du plasma augmente en $1/r^2$, alors que pour le " θ -pinch" cette pression reste constante.

L'inconvénient du "Z-pinch" est le contact du plasma avec les électrodes. Mais la grande rapidité de compression et la relativement courte durée de confinement requise pour les plasmas denses, font que seule une petite partie, située aux extrémités du cylindre de plasma, peut souffrir de la contamination par

des atomes froids provenant des électrodes.

La dynamique du mouvement de striction peut être décrite en s'appuyant sur un modèle particulier et sur la loi du courant. Cette dernière peut être déduite du circuit équivalent, typique pour les "Z-pinch", représenté par le schéma de la Figure 4. Nous envisagerons 2 cas extrêmes pour la distribution initiale de densité:

Celui correspondant au "pinch plein" (Figure 5a) et celui du "pinch creux" ou tubulaire (Figure 5b), où r_0 est le rayon initial du plasma et δ son épaisseur.

La striction peut être calculée à partir des modèles approxinant le mouvement dans un certain domaine de paramètres:

- α) Dans le cas du "pinch plein", lorsque la vitesse d'implosion est beaucoup plus petite que la vitesse du son - ou d'Alfvén si on est en présence de champ magnétique - (nombre de Mach $\ll 1$) on a quasiment une suite d'états d'équilibre et, négligeant les pertes, la température est celle de la compression adiabatique:

$$\frac{T(r)}{T_0} = \left(\frac{r_0}{r} \right)^{4/3} \quad (3 \text{ degrés de liberté}) \quad (\text{II},1)$$

Le mouvement est alors donné par la loi du courant, l'équation (II,1) et l'équation d'équilibre de Bennett [14]:

$$I = 5,7 \cdot 10^{-4} N^{1/2} T^{1/2} \quad (\text{II},2)$$

où N est le nombre de particules par cm. de hauteur du pinch, T la température cinétique du plasma en Kev, I l'intensité parcourant le pinch en ampères; c'est à dire:

$$r(I) = 1,36 \cdot 10^{-5} \cdot \frac{r_0 T_0^{3/4} N^{3/4}}{I^{3/2}}$$

Lorsque la vitesse du piston magnétique est beaucoup plus grande que la vitesse du son ou d'Alfvén (nombre de Mach $\gg 1$) on peut utiliser le modèle simple du chasse-neige, où l'on admet que la masse située dans le volume balayé par le piston magnétique reste à la surface de celui-ci. L'équation du mouvement en MKS est alors donnée par:

$$- \frac{d}{dt} \left(m \frac{dr}{dt} \right) = \pi r \cdot \frac{B^2(r,t)}{\mu}$$

où $m = \pi (r_0^2 - r^2) \rho$

où r_0 est le rayon initial et ρ la densité du plasma non perturbé. Pour $I = \alpha t$ cette équation n'a pas de solution analytique. Le temps que met le piston pour arriver au centre, en négligeant par hypothèse la pression interne, est / 15 /:

$$t_{\text{collapse}} \div \sqrt[4]{NM} \left(\frac{dI_0}{dt} \right)^{-1/2} \quad (\text{II}, 3)$$

L'expérience montre que cette relation est assez bien vérifiée.

La dynamique de ce même modèle a aussi été calculée pour la loi du courant donnée par le schéma de la Figure 4, permettant ainsi d'optimiser les paramètres pour obtenir un transfert d'énergie maximum des condensateurs au plasma.

Ce modèle peut être perfectionné en introduisant dans le calcul l'onde de choc qui dès le départ du piston magnétique se détache de celui-ci, s'accélère plus vite que lui, atteint l'axe central, s'y réfléchit et poursuit son expansion jusqu'à

ce qu'elle intercepte le piston. La suite du mouvement dépend essentiellement du rapport des forces du choc et du piston. Si ce dernier l'emporte, l'onde de choc repart vers le centre et fait, tout en s'atténuant, un mouvement de va et vient entre l'axe et le piston qui s'en approche. On pourrait alors en déduire un rayon minimum comme dans le cas adiabatique.

Mais lorsque c'est l'onde de choc qui l'emporte, le mouvement du piston à ce point s'intervertit, le rayon minimum est atteint. La température se déduit alors selon la théorie des chocs.

On peut serrer la réalité d'encore plus près en supposant que le plasma a une résistance finie et tenir ainsi compte de l'effet Joule. Cet effet, s'il contribue au chauffage, il ne pourrait toutefois, à lui seul, porter le plasma aux températures thermonucléaires, car à partir d'un certain seuil [3] p. 86, les pertes par rayonnement bremsstrahlung augmentent plus vite que l'apport d'énergie par effet Joule.

Des perfectionnements supplémentaires dans la description du pinch sont l'introduction dans le calcul, des pertes par rayonnement discret, bremsstrahlung, cyclotronique etc.

La stabilité hydromagnétique peut être étudiée en écrivant qu'à l'équilibre la pression du fluide est contrebalancée par les forces électromagnétiques: si alors à un petit déplacement correspond une force de rappel, l'équilibre est stable.

La composante spatiale de la perturbation se met d'habitude de [17] sous la forme:

$$\xi = \xi(r) \exp(im\theta + ikz)$$

où m et k sont des entiers.

La valeur de m détermine alors la nature de la perturba-

tion.

Ainsi à $m = 0$ correspond un étranglement symétrique de la colonne de plasma dit aussi "instabilité en saucisse" qui joue un rôle fondamental dans les plasmas que nous étudierons expérimentalement dans la 2^e partie de ce travail.

A $m = 1$ correspond le fléchissement ou la déformation hélicoïdale de la colonne de plasma, pour des m encore plus élevés la colonne se structure en formes toujours plus compliquées.

La longueur d'onde de la perturbation est $\lambda = 2\pi / |K|$

Le calcul montre que le modèle hydromagnétique du Z-pinch simple est affecté de l'ensemble de ces instabilités et l'expérience confirme ces résultats.

Pour d'autres configurations magnétiques, la théorie permet parfois de trouver des conditions pour qu'un plasma soit hydromagnétiquement stable; dans ces cas là les mesures expérimentales sont également venues confirmer cette stabilité.

β) On peut montrer que d'autres distributions initiales de densité pourraient, dans les mêmes conditions, conduire à des rayons minimum beaucoup plus petits, c'est à dire à des concentrations finales beaucoup plus grandes. Il est clair en effet que, par exemple, la striction d'un cylindre de plasma infiniment mince conduit à un rayon final arbitrairement petit. Mais dans le cas réel d'un cylindre creux d'épaisseur finie de plasma compressible, il devient extrêmement difficile de prévoir - même en l'absence de toute instabilité - son comportement et d'en déduire le rayon minimum final.

L'épaisseur finale de la couche se trouve réglée par le jeu de mécanismes de compression et de mécanismes d'expansion. Les premiers agissant sous l'effet de l'accélération,

les seconds sous l'effet de l'augmentation de température, causée elle même par la compression et l'effet Joule mais tempérée par les radiations discrètes, cyclotroniques et de bremsstrahlung.

La réalisation pratique d'une distribution initiale de densité telle que celle de la Figure 5b présentant de nombreuses difficultés, il est utile de savoir pour quel domaine de paramètres un pinch creux peut donner des rayons finaux plus petits que ceux d'un pinch plein. Dans le cas simple où le courant de striction est constant, en supposant les compressions adiabatiques, les températures et les densités initiales identiques, et en admettant que l'épaisseur minimale de la couche accélérée ne puisse pas être inférieure à un diamètre gyromagnétique pour des deutons (dans le cas où la fréquence gyromagnétique de ceux-ci est plus grande ou comparable à la fréquence de collision), on trouve [18] que, dès que la condition suivante est satisfaite, un pinch creux peut donner des diamètres plus petits qu'un pinch plein:

$$N \geq 6,5 \cdot 10^{15} \left(\frac{\lambda_0}{r_0} \right)^{2/3} \quad (\text{II}, 4)$$

où N est le nombre de particules par cm. de hauteur, λ_0 est l'épaisseur et le rayon initial du cylindre de plasma. Comme nous le verrons à l'alinéa suivant, les densités linéaires N , nécessaires à un réacteur d'énergie zéro, sont telles que l'inégalité ci-dessus est toujours largement satisfaite.

On montre toutefois [23] que, dans le cas d'un plasma d'une

densité telle que tous les processus soient dominés par les collisions et rayonnant comme le corps noir (atomes de numéro atomique élevé), l'on obtient, en utilisant un modèle combinant celui du chasse-neige et du choc [24] et négligeant tous les processus de diffusion, des rayons finals très petits, c'est à dire une forte concentration de particules à partir de pinchs pleins.

La dynamique d'un pinch creux, constitué par une couche supraconductrice infiniment mince, est donnée par les équations réduites suivantes [20]:

$$\begin{cases} x\ddot{x} = -\alpha_1 \dot{q}^2 \\ \left(\frac{\dot{x}}{x}\right) \dot{q} + (\ln x - \alpha_2) \ddot{q} - \dot{q} = 0 \end{cases} \quad (\text{II},5)$$

où $x = \frac{r}{r_0}$; $q = \frac{Q}{Q_0}$; $\omega^2 = (2 \cdot 10^{-9} \text{ } \ell C)^{-1}$; $\tau = \omega t$;

$$\alpha_1 = \frac{Q_0^2}{100 \text{ MHFR}_0^2}; \quad \alpha_2 = \frac{L_0}{2 \cdot 10^{-9} \ell}$$

sont exprimées dans le système C.G.S. sauf les grandeurs électriques qui sont en Coulombs, Farads, Henrys, etc...; l est la hauteur de la colonne de plasma.

Le circuit électrique est celui de la Figure 4 où $R(T) = 0$.

Ces équations, qui n'ont pas de solution analytique, ne dépendent que de 2 paramètres α_1 et α_2 ; elles ont été résolues numériquement pour une large gamme de ces paramètres. Dans ces conditions, le rendement du transfert de l'énergie, des condensateurs au plasma, s'écrit $\eta = \frac{\dot{x}^2}{2 \alpha_1}$. Pour que celui-ci soit supérieur à 50% il faut que l'on ait simultanément:

$$\alpha_1 < 10 \quad \alpha_2 < 0,5$$

Dans ces hypothèses, un rendement maximum réaliste serait

d'environ 70% [22]. L'explicitation et la représentation des paramètres de la dynamique d'un tel pinch creux peuvent être trouvées dans la référence [25].

L'étude de la stabilité dynamique d'un Z-pinch constitué par un cylindre creux, supraconducteur, infiniment mince, où la matière incompressible est astreinte à ne pas se déplacer le long de cette couche, montre [26] que le mode $m = 0$ est instable tandis que les modes plus élevés sont stables. Le temps de croissance de cette instabilité est toutefois supérieur à celui de la compression.

Lorsque l'on permet au fluide de se mouvoir, durant l'accélération, le long de la surface du cylindre creux, on remarque, qu'en plus, des instabilités du type Raleigh-Taylor peuvent se développer [27]. Ces instabilités sont celles de 2 fluides superposés, le plus dense en haut, dans un champ d'accélération, l'un des fluides étant dans notre cas le plasma et l'autre le champ magnétique;

$$''\rho_{magn.}'' = \frac{B^2}{\mu c^2}$$

On trouve, pour un fluide compressible et une épaisseur finie de la couche, que pour des perturbations ne déformant pas les lignes de forces, la vitesse de croissance W_{R-T} de ces instabilités est donnée par:

$$W_{R-T}^2 = -Kg$$

où K est un nombre d'onde approprié et g l'accélération.

Pour les perturbations déformant les lignes de forces magnétiques, les instabilités n'apparaissent que pour des longueurs d'onde:

$$\lambda > 8\pi a$$

où 2a est l'épaisseur de la couche accélérée.

En comparant la vitesse ci-dessus à la vitesse de croissance de l'instabilité type $m = 0$

$$W_{(m=0)}^2 = \frac{g}{r_0}$$

on voit que les instabilités de Raleigh-Taylor sont plus dangereuses que les instabilités magnétohydrodynamiques. Mais il faut toutefois noter que l'on n'a pas tenu compte dans ces calculs de la diffusion du champ magnétique dans le plasma ni de sa viscosité; ces deux effets, en réduisant la vitesse de croissance des instabilités de Raleigh-Taylor, peuvent jouer un rôle crucial dans certaines expériences.

§ 3) Le critère d'énergie zéro

Nous venons de voir qu'il est possible de concentrer au voisinage de l'axe des particules possédant des vitesses considérables. Bien que le mécanisme optimum de cette concentration soit encore à trouver, lorsque la densité linéaire satisfait l'inégalité:

$$N > 10^{26} \text{ } r \text{ (part/m, m)}$$

on peut admettre que les particules se thermalisent grâce aux collisions ions-ions [28].

Dans le cas contraire, les particules se croiseraient simplement au voisinage de l'axe.

α) Cherchons à exprimer le critère d'énergie zéro en fonction de la concentration maximum, en supposant que la colonne de plasma thermalisée et sans confinement, soit en libre expansion [21] et [28]. L'évolution des températures dans l'expansion adiabatique est donnée par:

$$\frac{T}{T_1} = \left(\frac{r_1}{r} \right)^{4/3}$$

où T_1 et r_1 sont la température et le rayon au début de l'expansion. L'équation du mouvement s'écrit:

$$NM\ddot{r} = 2\pi r k T n$$

où n est la densité volumique, N la densité linéaire et M la masse moyenne des ions. De ces deux expressions on tire:

$$\dot{r} = \left\{ \frac{3 k T_0}{M} \left[1 - \left(\frac{r_1}{r} \right)^{4/3} \right] \right\}^{1/2} \quad (\text{II}, 6)$$

On remarque que pour $r = 4r_1$ la vitesse radiale atteint déjà environ 90% de sa valeur asymptotique.

L'énergie de fusion libérée par unité de hauteur durant l'expansion est:

$$W_F = \frac{NP}{2} Q$$

où Q est l'énergie libérée par une réaction et P la probabilité de collision de fusion:

$$P = \int_{r_1}^{\infty} \frac{n}{2} \overline{\sigma v} \frac{dr}{\dot{r}}$$

$\overline{\sigma v}$ n'étant fonction que de la température.

d'où:

$$W_F = \frac{N^2}{4\pi} Q \int_{r_1}^{\infty} \frac{\overline{\sigma v}}{r^2} \frac{dr}{\dot{r}}$$

En introduisant l'énergie thermique de la colonne avant son expansion:

$$W_S^0 = 3 N k T_1$$

et en utilisant la valeur de $\dot{r}$ donnée ci-dessus, il vient:

$$W_F = \frac{W_S^{02} Q M^{1/2}}{4\pi (3 k T_1)^{5/2} r_1} \int_1^{\infty} \frac{\overline{\sigma v}}{x^2 (1 - x^{-4/3})^{1/2}} dx$$

Cette relation présente, pour la réaction D-T, un maximum pour $T_1 = 1,28 \cdot 10^8$ °K. Pour cette valeur de T_1 la rela-

tion devient:

$$(W_F)_{\max} = 6,4 \cdot 10^{-16} \frac{W_s^2}{r_1} \quad (\text{C.G.S.}) \quad (\text{II,7})$$

En ne tenant compte ni des pertes ni d'une éventuelle récupération, le critère d'énergie zéro: $(W_F)_{\max} \geq W_s^0$ s'écrit:

$$W_s^0 \geq 1,56 \cdot 10^8 r_1 \quad (\text{J/cm, cm}) \quad (\text{II,8})$$

ou bien $N \geq 2,96 \cdot 10^{22} r_1 \quad (\text{part/cm, cm})$

En prenant pour le rayon minimum une valeur fréquemment observée pour de fortes densités (cf. chap. 4) soit $r_1 = 0,4 \text{ mm}$ on trouve que:

$$N \geq 1,2 \cdot 10^{21} \text{ particules/cm haut.}$$

qui correspond à une densité de 1 gr/cm^3 soit 6 fois celle de l'état liquide. L'énergie thermique initiale vaut $1,9 \cdot 10^6 \text{ Joules/cm haut.}$

Or, l'énergie maximum que l'on puisse transférer d'un banc de condensateurs à un plasma par l'intermédiaire d'un Z-pinch est [20] et [29]:

$$W_{\max} = 1,5 \cdot 10^{-7} \left(\frac{r_0}{h} \right)^2 V^2 \quad (\text{Joules/cm, volts})$$

où V est la tension du banc, r_0 et h le rayon initial et la hauteur de la chambre d'accélération. Ainsi pour produire ces $1,9 \cdot 10^6 \text{ Joules/cm}$, qui représentent 0,5 kg de TNT par cm haut, il faudrait que le banc ait une tension de $5 \cdot 10^5 \text{ volts}$.

La densité d'énergie d'un tel plasma est de $3,8 \cdot 10^8 \text{ Joules/cm}^3$ soit environ 1/30 de celle de la bombe H.

Ces quelques valeurs font ressortir le caractère extrême de ce type de confinement. A l'heure actuelle il semble probable que l'on ne pourra jamais satisfaire de telles exi-

gences.

- β) Pour diminuer la densité d'énergie il faut augmenter le temps de confinement du plasma.

Définissant la durée de vie τ_0 d'une colonne de plasma non confinée, par le temps qu'elle met pour quadrupler son rayon selon l'équation (II,6), nous appellerons [30]:

$$\tau = \mathcal{X} \tau_0$$

la durée de vie de la colonne de plasma confinée où $\mathcal{X}$ est le facteur de confinement. L'équation (II,7) s'écrit alors:

$$(W_F)_{max} = 6,4 \cdot 10^{-16} \mathcal{X} \frac{W_s^2}{r_1} \quad (\text{II,9})$$

Nous poserons de plus:

$$W_s = \eta W_s^o$$

c'est à dire que l'énergie contenue dans le plasma chaud n'est qu'une fraction de l'énergie totale de la structure cylindrique confinant celui-ci.

Le critère d'énergie zéro (II,8) devient alors:

$$W_s^o \geq 1,56 \cdot 10^8 \frac{r_1}{\mathcal{X} \eta^2} \quad (\text{II,10})$$

ou bien
$$N \geq 2,96 \cdot 10^{22} \frac{r_1}{\mathcal{X} \eta^2}$$

Le produit $\mathcal{X} \eta^2$ dépend évidemment des procédés utilisés pour retarder l'expansion de la colonne de plasma chaud.

Parmi ces procédés citons:

- a) Le confinement par le champ magnétique propre, qui peut devenir très efficace pour les petites valeurs du rayon du conducteur (cf. chap. 4).
- b) Le bombardement de la colonne de plasma chaud, préalablement isolée thermiquement, par un flux de particules.

- c) L'accélération d'une masse pesante située autour du milieu en expansion ralentit évidemment celui-ci.

Ce procédé nécessite, comme le précédent, un isolement thermique entre le corps central et le manteau extérieur. Cet isolement peut être réalisé par un champ magnétique convenablement trappé et comprimé durant la striction générale. En calculant alors dans ce cas la vitesse d'expansion et en comparant avec l'équation (II,6), il vient;

$$\mathcal{X} \approx \sqrt{\frac{\text{masse du manteau extérieur}}{\text{masse du plasma central}}}$$

En employant des explosifs pour propulser ce manteau pesant, on a déjà obtenu des facteurs $\mathcal{X}$ de plusieurs centaines d'unités [31].

Le nouveau temps de confinement τ est toutefois limité par les processus de diffusion et par l'apparition des instabilités. La présence d'un manteau de particules, généralement beaucoup plus froides et plus lourdes, peut avoir un effet modérateur sur la vitesse d'expansion des instabilités du plasma interne, qui est de l'ordre de la vitesse thermique des ions.

En prenant par exemple le cas relativement optimiste où

$$\mathcal{X} = 100 \text{ et } \eta = 1/2$$

$$\mathcal{X} \eta^2 = 25$$

Les valeurs données dans l'exemple de l'alinéa α) sont donc diminuées, ainsi l'énergie linéaire se réduit à 75 KJ/ cm et la tension du banc à $V = 1,4 \cdot 10^5$ volts.

Ces procédés permettraient ainsi d'abaisser le niveau du critère d'énergie zéro à des valeurs technologiquement réalisables.

§ 4) Conclusion

Il n'y a qu'une conclusion qui soit bien claire: la nécessité d'un confinement pour abaisser suffisamment le niveau des énergies critiques afin de les rendre technologiquement accessibles.

La théorie décrit d'une façon satisfaisante les mouvements d'accélération globaux du plasma, mais elle est encore très insuffisante pour la compréhension des phénomènes complexes qui accompagnent la formation et la mise en mouvement du plasma, ainsi que pour les mécanismes mis en jeu lors de la concentration et le confinement du plasma dense.

Seconde Partie

L E S E X P E R I E N C E S

Chapitre III

Les Machines à Plasma Dense =====

Dans ce chapitre nous décrirons brièvement les principaux types de machines existants ainsi que ceux en construction ou en projet. Nous montrerons leurs raisons d'être et nous décrirons le cas échéant les résultats obtenus.

§ 1) Les machines à plasma creux

Cette famille se distingue essentiellement par la distribution initiale de matière en forme de cylindre creux. Elles ont toutes été construites pour étudier la dynamique de la couche accélérée, sa thermalisation éventuelle sur l'axe central et sur tout son rayon minimum.

α) Injection périphérique de poudre

Un appareil spécialement conçu pour étudier la création et la dynamique de la couche de plasma ainsi que le rayon minimum appelé pour cela MIRAPI (MInimum RAdius PInch) a été construit dans nos laboratoires et se trouve décrit aux

références [21] et [32]:

- (1) Le cylindre creux de plasma est obtenu par la volatilisation et l'ionisation d'un jet annulaire de poudre fine, volatilisation et ionisation amorcées par une source pulsée intense de rayons ultraviolets et X mous, dont le spectre d'émission est voisin du spectre d'absorption de la poudre [33] et [34], puis complétées par le passage du courant - du banc de condensateurs principal - entre les électrodes de la chambre expérimentale. La poudre est constituée par de petits grains microcristallins métastables de LiAlD_4 dont les dimensions sont typiquement de 20 - 40 μ . Le rideau circulaire de poudre est obtenu par un injecteur électrostatique annulaire tirant ces grains à une vitesse de quelques dizaines de m/s. L'injecteur lui-même [35] est constitué par une diode; sur l'électrode inférieure on a déposé la poudre. Cette électrode, dans laquelle est ménagée une fente d'éjection, constitue avec l'électrode supérieure une géométrie où les grains sont confinés électrostatiquement et mécaniquement. Lorsque l'on applique une tension de quelques dizaines de kilovolts sur les électrodes, les grains placés à la surface de la couche de poudre - rendue légèrement conductrice - se chargent et sont attirés électrostatiquement vers l'électrode supérieure où en rebondissant ils changent de polarité et sont attirés vers l'électrode inférieure, etc.... Après 1/10 de seconde un régime permanent est établi donnant une densité pouvant varier de 10^{-8} à 10^{-6} gramme/cm³ à la sortie du collimateur.

Le fonctionnement de cet appareil, représenté par la Figure 7, est le suivant: Un pulse haute tension de 2/10 de

seconde sur l'injecteur met le rideau de poudre en place, à cet instant on enclenche le puissant flash central qui entame le processus de vaporisation et d'ionisation de la poudre, après 1 - 3 μ s de cette illumination, on commute le banc de condensateurs principal (30 KV, 30 KJ).

Le courant circulant alors dans le plasma poursuit le processus amorcé par le flash, puis lorsque la conductivité est suffisante, soit après quelques μ s, le courant augmente brusquement et emporte les particules ionisées vers le centre.

(2) Diagnostiques.

Le courant total a été mesuré avec une bobine de Rogowsky externe et la tension par un diviseur résistif. Le courant partiel circulant à l'intérieur de cercles concentriques, situés sur l'électrode supérieure, a été mesuré par un dispositif spécial ne perturbant pas le plasma et décrit en référence [37]. Des sondes mesurant le champ magnétique azimutal et axial ont été introduites dans le plasma, leur interaction avec celui-ci rendant d'ailleurs difficile l'interprétation de leurs signaux. Des images dans la bande visible du spectre d'émission du plasma ont été prises au convertisseur d'image et à la cellule de Kerr. Des photographies intégrales des sources du rayonnement X mou ont été faites à la "pinhole camera". L'évolution du rayonnement X et neutronique a été observée à l'aide de scintillateurs. Le nombre total de neutrons a été mesuré par activation de l'indium.

(3) L'évolution typique de quelques paramètres durant les décharg

ges favorables est représentée par les graphiques de la Figure 8. Ceux-ci montrent que l'on est probablement en présence de 2 pinchs. Le premier commençant à environ $1,2 \mu s$ et arrivant à $3 \mu s$ au voisinage du centre; le second plus lent partant à $2 \mu s$ et atteignant son rayon minimum à $5 \mu s$. Les pulses de neutrons émis correspondraient alors aux instants de vitesse maximum du premier pinch et de compression maximum du second pour lequel l'épaisseur de la couche lumineuse supportant le courant, qui est d'environ 2 cm au départ, se réduit à environ 1 cm près du centre. Des mesures de compression de champ magnétique et des mesures optiques et X, on déduit que le rayon minimum est d'environ 0,8 cm. en notant souvent le développement d'instabilités type $m = 1$ durant cette compression maximum. Le courant ne passe pas uniquement dans la couche accélérée, mais il est réparti dans l'ensemble de la chambre expérimentale.

Ainsi durant la compression maximum il ne passe, à travers la colonne centrale, que 5 à 20 % du courant total, une partie sans cesse croissante de celui-ci repasse notamment par le rayon initial où les processus de volatilisation et d'ionisation des grains de poudre ne sont probablement pas encore terminés. Le nombre de neutrons produits durant une décharge atteint environ 10^7 dans les cas favorables.

(4) Ces faits peuvent s'interpréter de différentes façons:

On peut par exemple supposer que durant la phase relativement longue de décomposition de la poudre, le deutérium libéré plus rapidement remplit la chambre expérimentale, qu'un premier pinch (plein) s'y produit en n'intéressant

toutefois qu'une masse relativement faible, puis que l'aluminium et le lithium à leur tour sont ionisés, formant un plasma creux assez lourd qui vient s'écraser sur le pinch de deutérium déjà en expansion pour le recomprimer une nouvelle fois plus intensément et plus longuement. En supposant un rayon minimum de 0,25 cm pour une colonne centrale de deutérium thermalisée à 4 Kev et maintenue durant $1/\mu\text{s}$, ce modèle donne une densité d'ions de deutérium chauds: $n = 2.10^{16} \text{ cm}^{-3}$ pour la production de neutrons mesurée.

On pourrait tout aussi bien supposer que la séparation du deutérium et des métaux a lieu, non pas par diffusion, mais par sédimentation de la couche de plasma sous l'influence du champ d'accélération [36].

On peut aussi supposer que la colonne centrale de deutérium est essentiellement confinée par son propre champ magnétique selon la relation de Bennett (II,2).

En supposant alors que la durée mesurée de l'émission neutronique puisse être attribuée à un confinement, celui-ci n'aurait rien d'exceptionnel [1] [45] et ne nécessiterait pas, selon ce modèle, l'aide d'un confinement inertiel.

La présence d'atomes de numéro atomique $Z \gg 1$ dans le plasma chaud abaisse certainement sa température. Mais pour des durées de confinement et pour des densités telles que nous les avons supposées ci-dessus, le temps de relaxation pour des ionisations multiples est du même ordre de grandeur que celui du confinement. L'intensité du rayonnement, n'atteignant alors son régime permanent qu'à la fin du confinement,

limite alors l'effet de ces atomes lourds [38].

- (5) Le résultat principal de cette expérience a été de montrer qu'il est possible de créer des plasmas creux, que sous l'effet de l'accélération la couche diminue d'épaisseur et que lors de la collision et de la compression centrale le plasma diminue encore de diamètre. Cette expérience a aussi particulièrement mis en relief la difficulté de créer une couche de plasma mince en partant de l'état solide.

β) Volatilisation périphérique de fils explosifs

Une autre tentative pour produire un plasma creux à partir de l'état solide est en cours de réalisation dans nos laboratoires [39]. La couche de plasma devrait être obtenue par la fusion, la volatilisation et l'ionisation d'une centaine de fils métalliques, de 5 - 20/um de diamètre, tendus entre les deux électrodes de la chambre expérimentale en forme de cage d'écureuil. On espère que cette transformation en plasma sera suffisamment lente pour que l'expansion de la matière transforme cette suite discrète de fils en une couche continue, mais aussi suffisamment rapide et complète pour que, d'une part la couche reste mince, et d'autre part les particules ionisées les premières ne quittent pas la couche sous l'effet des forces de striction, en laissant derrière elles des particules neutres qui, s'ionisant à leur tour, pourraient faire une succession de pinchs et surtout "shunter" le courant d'accélération du premier pinch. Cette couche viendrait s'écraser au centre sur une bulle de

gaz neutre de deutérium ou sur un jet hypersonique de ce même gaz [67].

γ)

Injection périphérique par jets hypersoniques

Pour éviter les inconvénients énoncés liés au passage rapide de l'état solide à l'état gazeux, il faut injecter directement la matière sous forme gazeuse dans la chambre d'accélération; mais pour éviter l'expansion simple en bulle, il faut que le gaz ait une vitesse d'ensemble beaucoup plus grande que sa vitesse thermique locale, c'est à dire que le nombre de Mach soit beaucoup plus grand que l'unité: $M \gg 1$.

(1)

Comme première étape [40] on pourrait réaliser simplement une injection hypersonique annulaire. La maîtrise de ce type d'injection pourrait permettre d'obtenir une colonne de plasma chaud de deutérium pur, sans confinement inertiel, du type décrit en référence [28]. Puis, en injectant, à la place du deutérium un gaz à $Z \gg 1$ on pourrait obtenir la couche de plasma lourd créant le confinement inertiel du projet décrit en (2).

La Figure 9 représente le schéma de principe d'une machine à injection hypersonique annulaire. Son fonctionnement est le suivant:

Lorsqu'on lâche le piston, celui-ci est accéléré vers le haut et, après quelques cm. de parcours, atteint une vitesse de quelques dizaines de m/s, mettant les ouvertures A en communication avec le gaz à haute pression. Ce gaz pénètre alors dans la chambre d'équilibre annulaire pour alimenter une

centaine de microtuyères supersoniques qui se réunissent, à une hauteur correspondant à une vitesse de 6 Machs pour former une seule section d'expansion annulaire portant la vitesse à 8-9 Machs. Le jet hypersonique annulaire traverse alors la chambre d'expérience pour se perdre ensuite dans un grand bidon.

Lorsque le jet a atteint le régime convenable, il est préionisé par un canon à électrons annulaire, situé autour de lui; le faisceau d'électrons est dévié magnétiquement dans l'axe du jet. Dès que la fraction ionisée par bombardement électronique atteint 10^{-4} , on commute le courant principal, mais en le limitant de façon que l'ionisation se poursuive sans toutefois que les particules chargées soient éjectées hors du gaz neutre où elles ont pris naissance. En maintenant cette condition, par une loi de croissance appropriée imposée au courant, on arrive à l'ionisation totale après laquelle le processus de compression par le piston magnétique peut commencer.

Le principe de l'injection hypersonique a été étudié théoriquement et expérimentalement et sera décrit en référence [67]. L'intensité totale du faisceau d'électrons de préionisation est de 10 A et son énergie de 10 Kev. L'ionisation totale devrait être achevée en quelques 10^{-7} sec. Avec un banc de condensateurs d'une énergie de 100 KJ et pour une densité linéaire de 10^{19} cm⁻¹ on devrait pouvoir produire 10^{11} neutrons par décharge, avec du deutérium pur et pour un diamètre final de 1 cm.

Ce projet est essentiellement conçu pour étudier la formation, la dynamique et la thermalisation centrale de la

couche dans un cas simple.

- (2) La seconde étape de ce projet serait l'application - une fois mis au point - de ce procédé d'injection et d'ionisation annulaire, à un pinch confiné par inertie ($\mathcal{X} \gg 1$). La Figure 10 représente schématiquement la géométrie de cette expérience. Le principe de ce double pinch a été décrit dans les références [41] et [30] et celui du présent procédé dans la référence [42].

Les gaz rares lourds (argon, xénon) semblent a priori bien convenir à la formation d'une mince couche accélérée de plasma, à cause de leur forte masse atomique correspondant à des vitesses thermiques relativement faibles, vitesses qui, d'autre part, sont directement liées à celle de la croissance des instabilités [23].

Lorsque cette couche arrive au centre, après avoir comprimé le champ magnétique $B_{0,i}$ créé par le passage du courant préchauffant le plasma central, elle surchauffe cette colonne de deutérium, isolée thermiquement par son propre champ magnétique, d'abord par onde de choc puis par compression adiabatique. L'expansion du plasma de deutérium chaud est ensuite freinée par la présence de la lourde masse de la couche extérieure.

L'ensemble du processus de chauffage de la colonne centrale peut aussi être décrit du point de vue purement électrique.

Le jet de deutérium est ionisé et préchauffé par un Z-pinch dont le courant provient d'un petit banc de condensateurs auxiliaire. La conservation du flux - dans l'espace vide sépa-

rant les 2 pinchs - durant l'implosion de la couche, entraînant une augmentation considérable de ce courant. Ce qui revient à dire que le plasma central est soumis à un Z-pinch de tension extrêmement élevée dont le conducteur de retour, spécialement à la fin de la compression, suit de près le collapse de la colonne centrale. Ce voisinage devrait, à cause de la faible température et de la forte masse du conducteur de retour, avoir un effet stabilisant sur les instabilités propres, type $m = 1$ de la colonne de deutérium.

Une telle expérience devrait être construite selon des paramètres rendant le plus simple possible l'examen des rapides et intenses processus finals.

- (3) Un cylindre creux de plasma a été obtenu à partir d'un jet hypersonique de deutérium où la détente était poussée jusqu'à la condensation de ce gaz [43]. Les gouttelettes, formées par environ 10^3 molécules, ayant des vitesses thermiques $\sqrt{\frac{\text{masse de la gouttelette}}{\text{masse de la molécule}}}$ fois plus petites, une fois débarrassées du gaz ne s'étant pas condensé, ont alors des trajectoires sensiblement parallèles.

En formant un rideau annulaire de ces gouttelettes, on se retrouve dans des conditions initiales semblables au cas $\propto$) mais avec l'avantage d'avoir la volatilisation facilitée, les gouttelettes étant beaucoup plus petites que les grains.

Le principal désavantage de ce procédé est que la densité linéaire maximum du plasma est actuellement beaucoup trop faible pour des usages thermonucléaires.

δ) Injection périphérique à Mach ≤ 1

Dans cet alinéa nous considérerons les systèmes où, pour obtenir la couche initiale de plasma, on a recours à la simple libération de gaz le long du périmètre de la chambre d'implosion. Le gaz forme ainsi une sorte de bulle toroïdale en expansion thermique.

- (1) La Figure 11 représente le schéma de principe du dispositif [44] tel qu'il a été réalisé dans nos laboratoires. Le fonctionnement, très simple, est le suivant: Le banc de condensateurs (2 KJ, 30 KV) est branché en permanence sur les 2 électrodes. Lorsque la valve rapide admet le gaz dans l'électrode inférieure creuse, il s'y répand et débouche à travers les orifices latéraux dans le champ électrique de l'espace interélectrode.

Dès que les conditions de Paschen sont remplies, la décharge électrique peut produire un plasma annulaire qui est ensuite accéléré vers le centre. La disposition géométrique des éléments fait que le plasma converge coniquement sur l'axe. A la tension maximum on accélère de l'ordre de 10^{18} particules qui arrivent au centre, en cas de décharge symétrique, avec une vitesse de l'ordre de $2 \cdot 10^7$ cm/s pour se concentrer sur des rayons plus petits que 0,5 cm.

Le mérite de cette expérience a été de mettre en relief les difficultés d'une ionisation simultanée symétrique à des pressions relativement basses et des gradients de tension élevés (> 10 KV/cm).

- (2) Une expérience très semblable a été faite simultanément à Moscou [45], mais la bulle toroidale au lieu de se former autour de l'électrode inférieure se formait au-dessus. Les auteurs opéraient à une tension relativement basse avec un banc de 55 KJ.

Les résultats ont été très semblables aux nôtres. La vitesse maximum de la couche de gaz a atteint également 2.10^7 cm/s et le rayon minimum l'ordre du centimètre. On a remarqué, de plus, que de forts gradients de tension sur le gaz (> 2 KV/cm) produisaient dès le début des instabilités telles, que la concentration vers le centre n'était plus observée, que des neutrons étaient produits dès le début de la décharge alors que, pour des gradients plus modérés, ceux-ci n'apparaissaient qu'après la concentration finale et pour des durées semblables à celles de Mirapi (III.1 $\propto$. 4). Cette expérience montre, comme la précédente, l'importance d'avoir un plasma bien ionisé avant de procéder à son accélération.

- (3) On a produit également un pinch creux partant d'une injection périphérique de plasma [46]. Celui-ci est tiré suivant les génératrices d'un cylindre par 24 canons à plasma dont le gaz est fourni par des sources au titane, pulsées. La densité de ces plasmoïdes est de 2.10^{14} électrons/cm³, la vitesse axiale de ceux-ci ainsi que la vitesse thermique des ions est de 5.10^6 cm/s le nombre de Mach est donc sensiblement égal à l'unité. La couche de plasma mesure environ 2,5 cm d'épaisseur durant l'accélération, donnée par un banc de 18 KV, 5 KJ. Le rayon minimum final, mesuré optiquement ainsi que par micro-onde est de 1,5 cm. et sa densité de

2.10^{16} électrons /cm³. Le gaz est essentiellement du deutérium contenant quelques pourcents de titane provenant des sources.

La concentration ne semble ni très stable ni très symétrique.

ε)

Confinement initial du gaz par gradient thermique

On peut, en principe, obtenir une distribution inhomogène de la densité initiale ressemblant à celle de la Figure 5b par l'effet d'un fort gradient de température.

Le principe est le suivant [47]:

On arrête brusquement le chauffage d'un gaz contenu dans un récipient cylindrique. Ce gaz, en se refroidissant, se concentre ainsi sur les parois latérales du cylindre dont on maintient la température aussi bas que possible sans toutefois provoquer la liquéfaction.

On montre que le temps de relaxation des turbulences du chauffage est plus petit, pour les densités qui nous intéressent, que le temps d'établissement de la concentration du gaz au voisinage des parois. Cette concentration donnera lieu plus tard aux mouvements de convection.

(1)

L'équation de la conductibilité de la chaleur a été résolue graphiquement dans le cas plan, pour un gaz diatomique et pour une pression constante, la vitesse du son étant supposée beaucoup plus grande que la vitesse du front thermique. La distribution de la densité calculée, au voisinage de la paroi est représentée à différents instants par la Figure 12.

- (2) Le cas cylindrique est beaucoup plus compliqué, pour simplifier on divise le domaine en 2 parties: l'une au voisinage de la paroi où a lieu le choc thermique et dans laquelle on suppose une variation linéaire de la température, l'autre au centre, où l'on suppose la température constante. On résout l'ensemble pour une pression constante, c'est à dire pour le cas où la vitesse du son est beaucoup plus grande que la vitesse du front thermique. On suppose, de plus, que l'épaisseur $e(t)$ du front est nettement plus petite que le rayon r du cylindre.

Le système d'équations, ne présentant toujours pas de solution analytique a été aussi résolu graphiquement. L'évolution de l'épaisseur relative $e(t)/r$ du front thermique est représentée par la Figure 13.

Un exemple d'application de ce type de confinement est donné par le graphique de la Figure 14. On remarque que des précautions ont été prises dans le choix des paramètres pour que le courant électrique, lors de l'ionisation, passe essentiellement dans la couche périphérique qui contient 95% de la masse du gaz. Les tensions indiquées sur le graphique sont celles pour lesquelles la condition de décharge de Paschen est satisfaite.

- (3) En ajustant la température le long du cylindre, on pourrait obtenir une variation correspondante de la densité axiale de façon que la trajectoire [52] de la couche, sous l'action des forces de striction, produise non pas une compression cylindrique, mais une compression sphérique, cf. (III,2, β).

§ 2) Pinchs pleins de gaz lourds avec injection supersonique centrale de deutérium

Comme nous l'avions déjà mentionné au (II, 2, β) l'emploi de gaz lourds, de masse atomique élevée, peut permettre d'obtenir des couches minces de plasma accélérées non seulement dans le cas d'un pinch tubulaire, mais également, dans une certaine mesure, dans le cas d'un pinch plein. [23]. Cette possibilité est due aux faits suivants: D'une part ces ions à Z élevé, partiellement ionisés, rayonnent beaucoup plus que les isotopes d'hydrogène pour lesquels, dans nos conditions, seule la radiation bremsstrahlung est possible. En fait, le plasma rayonnant presque comme le corps noir [48] et [49] la température se maintient à un niveau relativement bas-il semble qu'elle puisse difficilement dépasser 10^5 °K-limitant la pression interne et donc l'épaisseur de la couche. D'autre part ces ions possèdent un grand nombre de degrés de liberté effective (α') rendant leur coefficient polytropique $\gamma = 1 + 2 / \alpha'$ voisin de l'unité ce qui permet entre autre, un saut de densité élevé au travers du front de choc.

Il est évident que si l'on veut obtenir un plasma thermonucléaire il devient nécessaire de transférer l'énergie de cette couche - obtenue dans ce cas à partir d'un pinch plein - à un plasma central de deutérium. A partir du moment où ce transfert s'est effectué, l'évolution de ce système, sauf en ce qui concerne le champ magnétique d'isolation, est semblable à celui du double pinch à injection centrale et annulaire hypersonique, (III, 1, γ , 2).

α) Cas cylindrique

Une expérience de ce type, sur le point d'être montée dans nos laboratoires [51] et [53], consiste en un Z-pinch linéaire simple dans l'argon, comprenant sur son axe un jet supersonique de deutérium. La Figure 15a montre le schéma de principe du dispositif expérimental. Un banc de condensateurs de 25 KJ, 40 KV est chargé d'accélérer le plasma. Ce montage cylindrique a été conçu essentiellement pour étudier spectroscopiquement [54] et [55] la structure et la dynamique de la couche de gaz lourd ainsi que le transfert de son énergie à la colonne centrale de deutérium.

β) Cas sphérique

Il a été montré, dans l'approximation du chasse-neige simple où toute diffusion de masse le long de la surface est exclue, et pour des surfaces de révolution de rayon équatorial r et de courbure (dans les plans contenant l'axe) égale à $1,8 r$, que l'action des forces de Lorentz concentre une telle surface, supposée infiniment conductrice, dans une petite zone focale située au centre [52]. L'étude numérique de la dynamique a montré que la forme des trajectoires des éléments de la couche ne dépendait que peu de la loi du courant.

Un essai préliminaire effectué sur un modèle réduit dans l'argon pur [50] a montré la réalité de ce procédé de concentration sphérique.

Une expérience de concentration sphérique avec injection supersonique centrale de deutérium, dont le schéma de principe est représenté par la Figure 15b, est en construction dans nos laboratoires [51] et [53]. Elle se propose essentiellement de vérifier les calculs théoriques [52] concernant

cette focalisation, de rechercher expérimentalement, le cas échéant, les conditions nécessaires à celle-ci et d'examiner le processus de transfert d'énergie au noyau central de deutérium.

Il est clair qu'une telle concentration conduirait à une diminution sensible des niveaux d'énergie requis pour la concentration axiale par un réacteur d'énergie zéro (II, 3, β). Il est encore prématuré de formuler un critère d'énergie zéro réaliste pour le cas sphérique mais, s'il est possible d'abaisser les niveaux d'énergie par unité de hauteur initiale d'au moins un facteur 10, en prenant les mêmes valeurs que celles figurant dans l'exemple à la fin de (II, 3, β), on trouve une énergie de 7,5 KJ à fournir au plasma par cm. de hauteur initiale, ce qui est actuellement réalisable.

§ 3) Les focus spontanés

Par opposition au cas précédent (III, 2, β) où l'on recherche intentionnellement des conditions initiales propres à obtenir une concentration ponctuelle d'énergie, il se trouve que, partant de conditions initiales différentes et par des moyens différents, on arrive, dans certains cas, à une concentration quasi ponctuelle s'établissant spontanément. Nous appellerons ces plasmoides, qui possèdent d'ailleurs des propriétés communes remarquables, des focus spontanés. Il existe essentiellement trois procédés donnant de tels plasmoides: celui de Filippov à Moscou, celui de Mather à Los Alamos qui sont examinés dans ce paragraphe et celui présenté dans ce travail et auquel sera consacré le Chapitre IV.

2) Les focus de Filippov [56], [57], [58], [59]

La géométrie de ce procédé est montrée par la Figure 16. La chambre d'implosion est remplie de deutérium à une pression de 1 torr. Lorsque l'on ferme le circuit, le courant, fourni par un banc de condensateurs de 50 KJ, 24 KV, passe tout d'abord dans le gaz au contact de l'isolateur, puis la couche de plasma formée se détache, fait le tour du bord de l'électrode inférieure pour être finalement accélérée vers le centre. L'intensité du courant est alors au voisinage de son maximum. Le piston magnétique qui accélère le plasma est loin d'être étanche, d'une part à cause de sa transparence et d'autre part à cause des fuites aux extrémités. En effet le gaz dans lequel s'est initialement formée la décharge ne participe pas à la compression. La contraction non cylindrique de la couche de plasma sur l'axe est accompagnée d'une onde de choc qui joue un rôle stabilisant. L'étanchéité du piston diminue encore durant la contraction ce qui détermine une augmentation substantielle de la vitesse de la couche au voisinage de l'électrode, vitesse qui peut atteindre alors jusqu'à $4 \cdot 10^7$ cm/s . L'accumulation de ce plasma sur l'axe de la chambre d'accélération produit alors, au voisinage de l'électrode positive et en un temps d'environ 10^{-7} sec., un plasmoïde d'une température ionique de 1 à 3 Kev et d'une densité $> 10^{19}$ particules/cm³ qui émet durant 10^{-7} sec. jusqu'à 10^{10} neutrons. On a consacré beaucoup d'attention à la mesure de la densité finale; elle a été déduite, entre autre, de la mesure directe de la densité d'énergie dans le jet émis par le Focus et frappant la paroi de l'électrode.

L'analyse du rayonnement neutronique ayant montré que sa

source ne correspond pas au modèle de la cible, les auteurs proposent un modèle de "chaudière" mobile, ascendante. Le rayonnement X se décompose essentiellement en une partie "molle" d'une énergie de quelques Kev et une partie "dure" d'une énergie de 50 à 300 Kev. La tension aux bornes de l'expérience s'élève à 50 - 100 KV durant la compression alors que le banc de condensateurs était chargé à 24 KV. On estime que le champ magnétique joue un rôle important dans le confinement, qui dure approximativement 100 fois plus que ne prévoit la théorie de la stabilité hydromagnétique.

L'adjonction de quelques pour-cent de gaz lourd augmente encore la durée de vie de ce plasmoïde. Parfois il y a plusieurs plasmoïdes, on aperçoit alors, à la "pinhole camera" X un chapelet de focus. Le nombre total de neutrons produits semble être proportionnel à U^4 , U étant la tension de charge du banc de condensateurs. Les auteurs attribuent la naissance de ces focus à des instabilités produisant un plasmoïde quasi thermalisé (la "chaudière mobile") animé d'une grande vitesse axiale [57]. Nous discuterons ces résultats avec les nôtres au chapitre IV.

β) Les focus de Mather [60], [61], [62], [63], [64], [65]

La géométrie de ce procédé est représentée par la Figure 17. L'appareil est rempli à une pression de quelques torrs avec du deutérium. Le courant, fourni par une batterie de condensateurs typiquement de 30 KV, 40 KJ, passe au début dans le gaz situé au contact de l'isolateur, puis la couche de plasma produite s'en détache pour poursuivre son mouvement dans la partie coaxiale à une vitesse d'environ 10^7 cm/s.

Lorsque le plasma a atteint l'extrémité de l'électrode centrale la partie de la couche au voisinage de celle-ci se contracte sur l'axe, à la manière d'un Z-pinch non cylindrique, alors que le reste de la couche prenant une forme convexe relie l'autre extrémité de ce Z-pinch à l'électrode extérieure. La vitesse de contraction, comme chez Filippov, atteint alors $4 \cdot 10^7$ cm/s. Comme chez Filippov l'étanchéité du piston magnétique est très petite, quelques "pour-cent" du gaz balayé par la couche de courant prennent part à la compression. Les plasmoides, produits par ce Z-pinch, ont des rayons de l'ordre de 0,5 mm, une "température" électronique de 2 à 5 Kev, une densité $> 10^{19}$ particules /cm³, une existence globale de quelques 10^{-7} sec. et émettent en moyenne un pulse de quelques 10^{10} neutrons. La tension aux bornes de ce pinch s'élève jusqu'à 100 Kev, durant le collapse; celui-ci est alors la source d'un rayonnement X ayant des énergies de cet ordre. On remarque que le maximum d'intensité de la radiation neutronique précède celui de la température élec

Il n'est pas possible de donner un modèle simple expliquant l'ensemble de ces résultats. Les radiations neutroniques émises par ces plasmoides correspondent assez bien à celles du modèle de la "chaudière mobile" de Filippov. '

Un modèle magnétohydrodynamique [62] - à 2 dimensions,

à 2 fluides, comprenant les pertes bremsstrahlung et le chauffage ohmique mais ne tenant pas compte de la viscosité - a servi de base à des calculs numériques qui représentent assez bien l'allure générale de la décharge. Il donne le nombre de neutrons produits à un facteur 3 près, mais il manque un facteur 30 sur la densité et un facteur 8 sur la température électronique; il donne aussi une vitesse d'ensemble axiale de l'ordre de 10^8 cm/s ce qui expliquerait l'effet de "chaudière mobile".

Le modèle magnétohydrodynamique n'a évidemment de sens que pour des plasmas dont les dimensions sont beaucoup plus grandes que les rayons gyromagnétiques. Or il se trouve que cette condition n'est pas satisfaite lors de la striction finale et les auteurs attribuent à ce fait les divergences mentionnées. Ce fait a probablement encore une autre conséquence: comme l'a montré Suydam [66], en appliquant la théorie de l'orbite finie à la stabilité de ces plasmoides, les modes $m \gg 1$ sont stables lorsque le diamètre gyromagnétique est du même ordre que le rayon du plasmotide. Ce qui est effectivement le cas. Le focus ainsi stabilisé, confiné radialement par son propre champ magnétique, ne diffusant probablement, dans ces conditions, que relativement lentement le long de l'axe, aurait ainsi une durée de vie beaucoup plus grande que celle prévue par la magnétohydrodynamique.

Dans un cas légèrement différent toutefois, [65] on a montré que le spectre X émis par le focus, ne pouvait pas provenir d'un plasma thermalisé, mais provenait plutôt d'un plasma fortement turbulent.

D'autre part, on a montré qu'à aucun moment de la vie du focus les températures électronique et ionique n'étaient

égales [63]. Nous discuterons également ces résultats avec les nôtres au chapitre IV.

Chapitre IV

Compression d'un jet hypersonique de Deutérium

Cette expérience a été entreprise pour deux raisons.

Premièrement comme expérience préliminaire à celle décrite en (III. 1. $\sqrt{2}$) où l'on pouvait considérer l'effet de la couche annulaire de plasma lourd, comprimant le plasma central de deutérium et son champ magnétique, comme une intensification du courant passant par le Z-pinch central .

Deuxièmement, étant donné que dans les expériences de Mather et Filippov le plasma dense est le résultat de deux processus bien distincts; l'un celui de la concentration de la matière à la manière d'un chasse-neige (à température sensiblement constante) l'autre celui de sa compression par un Z-pinch, nous avons dans le but d'obtenir une image plus claire de la formation et de la nature de ces plasmoides, séparé les deux processus: Partant de l'état concentré, nous avons simplement comprimé le deutérium à l'aide d'un Z-pinch, et nous avons obtenu, comme nous le verrons plus loin, des plasmoides identiques.

L'obtention d'un Z-pinch partant de fortes densités initiales se heurte à de sérieuses difficultés pratiques. En effet, pour adapter la masse du plasma à l'énergie d'un banc de condensateurs donné, on est amené à réduire les dimensions du pinch en proportion inverse de la densité. Le plasma étant alors toujours près des parois isolantes, celles-ci se volatilissant superficiellement, à cause des fortes densités d'énergie mises en jeu, produisent un

gaz qui, ionisé, devient conducteur. La couche de courant est ainsi maintenue à la surface de l'isolant et ne peut pas comprimer le plasma, ce processus s'accompagne de plus souvent de fortes turbulences.

Filippov et Mather ont résolu ce problème en éloignant et en cachant du Z-pinch, l'isolant, où se forme la couche initiale de plasma. Cet éloignement leur impose alors un processus de concentration. Ces expériences sont finalement constituées par un ensemble de mécanismes assez complexes, les phénomènes ayant lieu par exemple sur l'isolant, influencent profondément les paramètres du plasmôide final. [58] [61].

En injectant le gaz sous forme d'un jet hypersonique dans l'espace interélectrode préalablement vidé, on peut placer l'isolant de façon qu'il ne joue absolument plus aucun rôle durant la décharge, le courant se formant alors directement sur le jet hypersonique, cf. Fig. 20 .

La production et la description de ces Z-pinchs denses "sans parois" forment l'objet de ce chapitre.

§ 1) Les jets hypersoniques

Si l'on veut obtenir une distribution de la densité gazeuse dans le vide qui ne soit pas simplement une bulle, comme dans les expériences du (III. 1. σ), il est nécessaire que la vitesse d'injection soit plus grande que la vitesse d'expansion thermique, c'est à dire que $M > 1$. Ainsi aux nombres de Mach élevés correspondent de petits angles d'expansion du jet. Pour que ces angles soient d'environ 6° il faut des vitesses de l'ordre de 8 Machs.

α) On obtient de tels jets par l'expansion d'un gaz à travers une tuyère convergente-divergente. En effet pour $M < 1$ le fluide s'accélère lorsque la section du tube d'écoulement diminue et pour $M > 1$, il s'accélère lorsque cette section augmente. Pour obtenir les densités linéaires requises par nos expériences, il est nécessaire de construire des tuyères dont le diamètre au col est de l'ordre de $100 \mu\text{m}$, ce qui signifie que la régularité du profil et le poli au voisinage du col doivent atteindre des valeurs élevées pour des endroits difficiles d'accès. Le profil exact de ces microtuyères a été mis au point expérimentalement [67].

L'analyse du jet a été faite par:

- les méthodes balistiques classiques;
- l'absorption d'un fin pinceau de rayons X très mous [69] qui, par l'intermédiaire de la transformation d'Abel, a permis de calculer l'évolution de la distribution de densité dans le temps;
- l'ionisation au moyen d'un courant juste assez intense pour rendre le jet visible, mais pas assez fort toutefois pour mettre le plasma en mouvement.

β) L'hypothèse de Prandtl simplifie beaucoup la description du mouvement; dans cette approximation le fluide est décomposé en 2 zones: La première est celle de la couche limite en contact avec la paroi, dans laquelle ont lieu tous les effets de la viscosité, dont l'écoulement peut être laminaire, turbulent, ou les deux à la fois. L'autre zone, formant le corps de l'écoulement, non perturbé par la paroi, suit, en ce qui concerne l'écoulement, les lois d'un liquide non visqueux.

Dans le cas plan et pour un nombre de Mach constant,

l'épaisseur δ de la couche limite laminaire croît avec la distance x parcourue par le fluide le long de la paroi selon la relation:

$$\frac{\delta}{x} = (\gamma - 1) \frac{M^2}{\sqrt{Re_{\gamma x}}} \quad \text{Pour } M \gg 1$$

Le nombre de Reynold diminuant comme la densité, c'est à dire comme la pression amont, on voit que l'épaisseur de la couche limite augmente lorsque la pression diminue. On peut ainsi arriver à une pression limite au dessous de laquelle la tuyère ne fonctionne plus, l'épaisseur de la couche limite est alors, à un point de la tuyère, du même ordre de grandeur que le rayon de celle-ci, l'écoulement y devient complètement visqueux.

La description théorique dans le cas accéléré et cylindrique est très compliquée.

Dans une tuyère peu divergente, le mouvement du corps de l'écoulement peut s'exprimer avec une bonne approximation par celui donné par une détente isentropique à une dimension. La température T , la densité ρ et la section A sont alors reliées au nombre de Mach par les relations suivantes:

$$\begin{aligned} \frac{T_0}{T} &= 1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2 \\ \frac{\rho_0}{\rho} &= \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2 \right)^{1/\gamma - 1} \\ \frac{A}{A^*} &= \frac{1}{M} \left[\left(\frac{2}{\gamma + 1} \right) \left(1 + \left(\frac{\gamma - 1}{2} \right) M^2 \right) \right]^{\frac{\gamma + 1}{2(\gamma - 1)}} \end{aligned}$$

où T_0 et ρ_0 sont la température et la densité du réservoir amont de la tuyère et A^* la section du col de la tuyère. Dans ces formules on n'a toutefois pas tenu compte de la plus petite chaleur spécifique que présente l'hydrogène

aux basses températures et qui a comme effet, pour une expansion donnée, d'augmenter le nombre de Mach.

Ces théories s'appliquent à un fluide continu, c'est à dire à un fluide pour lequel le libre parcours moyen des molécules est beaucoup plus petit que la plus petite dimension caractéristique de l'écoulement.

Ainsi, lorsque:

$$\delta_{\text{couche limite}} < 100 \bar{\lambda}$$

les propriétés de la couche limite sont modifiées, on est dans le cas du "slip flow". Cette situation se présentera souvent pour nos tuyères à l'extrémité du cône d'éjection, le gaz directement au contact de la paroi pourra alors avoir une vitesse finie. Cette propriété sera surtout utilisée dans le cas où l'on veut que la couche limite après sa sortie de la tuyère, à cause de sa vitesse beaucoup plus petite, ne s'épande pas trop autour du jet en formant en quelque sorte une bulle autour de celui-ci.

Y) La tuyère fonctionne en régime pulsé. Elle est mise rapidement en contact avec le réservoir haute pression par l'intermédiaire d'une valve rapide [70]. L'ouverture de celle-ci est produite par l'onde de choc provoquée par le heurt d'un projectile sur le dispositif de fermeture (Figure 18). La pression amont de la tuyère (pouvant s'élever jusqu'à 300 atm.) atteint ainsi sa valeur d'équilibre après $1,5 \cdot 10^{-4}$ sec.

δ) Afin qu'on puisse faire varier indépendamment le nombre de Mach, la densité et l'importance de la couche limite, nous avons construit tout une gamme de tuyères.

Voici les caractéristiques mécaniques d'une tuyère ty pique:

Diamètre au col	0,12 mm
Diamètre de sortie	2,01 mm
Longueur totale	22,0 mm
Demi-angle d'expansion	2,7 °
$\frac{A}{A^*} = \frac{\text{section de sortie}}{\text{section du col}}$	250

En régime stationnaire, les paramètres expérimentaux du jet de cette tuyère, pour une pression amont de 100 atmosphères d'hydrogène et pour un tir dans le vide (10^{-5} torr) sont les suivants:

Nombre de Mach	$7 \pm 0,5$
Densité moyenne à la section de sortie	$2 \cdot 10^{18}$ particules/cm ³ $\pm 30\%$
Demi-angle d'expansion du corps du jet	$8^\circ \pm 0,5^\circ$
Valeur asymptotique du demi-angle d'expansion de la couche limite	$35^\circ \pm 2^\circ$
Vitesse de translation du jet	$3 \cdot 10^5$ cm/s $\pm 10\%$

Ces valeurs correspondent, dans la limite des erreurs de mesures, aux estimations théoriques et montrent bien le rôle important joué par la couche limite. Des résultats semblables ont été obtenus simultanément et indépendamment à Novosibirsk [68].

La distribution de densité, en régime permanent, de cette tuyère est représentée à la Figure 19.

Les différents régimes transitoires sont étudiés dans la référence [67]. Notons seulement ici, que la mise en place du régime stationnaire du jet hypersonique avec sa couche limite, nécessite un temps de $4 \cdot 10^{-4}$ sec. La densité linéaire des jets a pu être variée de:

$$10^{16} \text{ part/cm} \lesssim 2 \cdot 10^{18} \text{ part/cm}$$

§ 2) Description de l'ensemble expérimental

La Figure 20 représente schématiquement le dispositif expérimental que l'on peut voir sur les photographies des Figures 20 bis et 20 ter.

Une tuyère du type décrit au (IV. 1) produit un jet hypersonique de deutérium à travers l'espace interélectrode. L'électrode de masse, en haut, est massive tandis que l'électrode inférieure haute tension, est formée d'un grillage se terminant sur un anneau de contact. La raison d'être de ce grillage est d'empêcher l'accumulation de gaz - provenant de la couche limite - entre les 2 électrodes, évitant ainsi des claquages parasites. Un isolateur de Pyrex - placé dans l'ombre géométrique de la décharge et ne jouant aucun rôle dans celle-ci, contrairement aux

expériences de Filippov et de Mather sépare les 2 électrodes. Le jet est tiré dans un bidon de 1000 litres. La pression ambiante est de $2 \cdot 10^{-5}$ torr. L'énergie est emmagasinée dans un banc de condensateurs de 9/uF, 40 KV max. L'inductance parasite L_0 du circuit électrique est de 66 nH, l'inductance de la chambre expérimentale est de 38 nH avant le collapse du pinch, la période est alors de 5,8 μ s et le courant de crête de 360.000 Ampères. Le courant et la tension étaient mesurés par une bobine de Rogovsky et un diviseur résistif, tous deux ayant un pouvoir de résolution de $5 \cdot 10^{-8}$ seconde. Une résolution temporelle de 10^{-9} s. a été obtenue en plaçant une petite spire dans le champ de fuite de l'électrode grillagée haute tension. L'évolution temporelle de l'intensité du rayonnement X et neutronique a été observée à l'aide de scintillateurs plastic SPF. La valeur absolue du rayonnement neutronique a été mesurée par activation de l'indium ¹¹⁵ et au moyen de plaques photographiques nucléaires. L'intensité absolue du rayonnement X a généralement été déduite du noircissement photographique. Des images du plasma, formées par la partie visible du spectre ont été prises par un convertisseur STL ayant un temps d'exposition de 5 ns. Des images intégrales du rayonnement X mou ont été obtenues par une caméra "pinhole" fonctionnant sous vide et dont les trous calibrés pouvaient atteindre 30 μ m de diamètre.

§3) Les résultats expérimentaux

Les mesures ci-dessous se rapportent - sauf cas contraire explicitement spécifié - aux tirs effectués avec un jet

de deutérium de 4 Machs, d'une densité linéaire de 5.10^{17} molécules par centimètre, le banc étant chargé à 30 KV.

α) Mesures électriques

Le fait le plus remarquable est la présence d'un pic de tension aux bornes du pinch s'élevant 15 à 20 fois au-dessus de la tension moyenne. La Figure 21 représente le diagramme de la tension, donnée par le diviseur résistif, le pic y atteint, partant de 8 KV, une valeur de plus de 130 KV, sa durée totale est de 100 ns.

Cette surtension est due au mouvement de striction de la couche de courant dans son propre champ magnétique, c'est à dire au terme $I \frac{dL}{dt}$. L étant l'inductance du plasma. L'instant auquel se produit ce pic est fonction de l'énergie du banc comme on le voit sur la Figure 22, sur laquelle on a également représenté la relation théorique et expérimentale en $1/\sqrt{W}$ pour les pinchs dynamiques ($I \div t$). Le courant, durant la seconde moitié du pic, présente une nette inflexion. Quelques exemples de l'allure de ce pic, mesuré cette fois par le dispositif à haute résolution, sont donnés par les oscillogrammes de la Figure 23. On remarque tout d'abord que le pic de tension principal est précédé de plusieurs autres petits pics, irréguliers, plus brefs, correspondant probablement à des "prépinchs" dans un plasma peu ionisé. Le pic principal lui-même commence assez doucement mais se termine brusquement. En supposant qu'il soit dû à la contraction uniforme d'une colonne de plasma infiniment conductrice de longueur constante et que le

rapport de compression soit celui donné par les mesures optiques et X, c'est à dire de l'ordre de 1/10; On trouve la loi du mouvement radial de la Figure 24. On remarque que celle-ci - dans la limite des erreurs de mesure - peut être représentée dans sa plus grande partie par une droite. Il en résulterait une vitesse radiale constante, valant dans cet exemple 2.10^6 cm/s. L'examen des images visibles et l'examen aux rayons X mous, montrera qu'en fin de compression, l'hypothèse de la contraction d'un cylindre uniforme n'est pas justifiée et qu'il existe probablement des vitesses locales beaucoup plus grandes.

Après la fin du pic, on remarque parfois quelques oscillations harmoniques de la tension induite dont la période peut varier de 100 à 130 ns. Si celles-ci étaient engendrées par des oscillations hydromagnétiques radiales du type décrit par Niblett [71], la densité linéaire d'ions participant à cette oscillation serait, dans cette hypothèse, et en supposant que dans ces cas-là le courant - après le pinch - repasse sensiblement par le rayon initial, de l'ordre de 10^{17} particules/cm, soit environ 10% de la densité linéaire du jet.

En examinant la partie haute fréquence (> 50 Mc) du champ magnétique, cf. Figure 25, on remarque de fortes oscillations à l'instant du pinch, d'une durée totale de l'ordre de 10 à 20 ns, correspondant probablement à de rapides collapsés locaux (instabilités $m = 0$), suivies généralement d'un "bruit" comprenant des fréquences > 500 MC durant environ 200 ns.

Comme nous le verrons plus bas, c'est durant ces fortes oscillations qu'apparaissent les X durs (> 50 Kev) et c'est durant ce "bruit" que sont produits les neutrons. Durant ou à la place du "bruit", il apparaît parfois des oscillations

harmoniques dont la période peut varier de 6 à 9 ns. En attribuant celles-ci aux oscillations hydromagnétiques ci-dessus, on trouve, pour un plasma d'un diamètre inférieur à 1 mm (comme le montre l'analyse ci-dessous aux rayons X), une densité linéaire de l'ordre de 10^{17} particules/cm ce qui représente, comme précédemment, environ 10 % de la densité initiale. On en déduit que la densité volumique des ions participant, dans cette hypothèse, à ces oscillations est comprise entre 1,25 et 6.10^{19} ions/cm³

3) Les images du plasma

Avant que le plasma ne se soit mis en mouvement, sous l'effet des forces de striction, les images, en lumière visible, montrent le cône du jet hypersonique. Ce cône devient rapidement un cylindre qui, dans un temps identique à celui du signal électrique, atteint son rayon minimum, présentant à ce point les typiques instabilités $m = 0$ (cf. Figure 26). Les "prépinchs" donnent des images semblables, souvent plus intenses que celles du pinch principal.

Les images les plus intéressantes ont été obtenues par l'intermédiaire du rayonnement X avec la caméra "pinhole". On a fait varier le diamètre des trous de cette caméra de 0,03 à 0,2 mm. Par un jeu d'écrans absorbants, placés devant les 3 ouvertures de la caméra, on a obtenu 3 images du même focus qui permettent ainsi de se faire une idée du spectre X de celui-ci. C'est l'aspect de ces images qui a donné le nom de focus (Fig. 27) à ces éléments de Z-pinch. Le fait que la grandeur de l'image n'ait été souvent que légèrement

supérieure au diamètre du trou, n'a pas rendu celle-ci directement utilisable. A partir de l'analyse de la distribution de l'intensité de l'image du focus à la pinhole caméra, supposée dans ce domaine proportionnelle au noircissement et effectuée au microphotomètre, et de l'application de l'optique géométrique, il a été possible d'obtenir une représentation géométrique claire de ces focus et d'en déduire la brillance de leurs différentes parties.

Dans la limite des erreurs de mesure, la distribution de l'intensité du rayonnement est celle que donnerait un cylindre transparent à son propre rayonnement.

La température électronique déduite correspondant au rayonnement bremsstrahlung, d'une distribution de la vitesse des électrons, supposée Maxwelllienne, varie d'un tir à l'autre entre les limites de 1 à 5 Kev. Ces mesures, reposant sur des valeurs intégrées du rayonnement, ne donnent probablement pas la température maximum atteinte.

Dans le cas d'un chapelet de focus (Figure 27) les différents éléments n'ont souvent pas la même température. Toutefois, à l'intérieur d'un de ces focus, la température semble toujours être uniforme: Les images d'un même focus, prises à travers différents écrans absorbants, représentent toujours le même objet, en forme et en dimension.

Les Figures 28 et 29 donnent la représentation géométrique des objets qui produisent ces focus ainsi que leurs brillance le long de l'axe. On remarque, tout d'abord, que les points brillants des photographies prises à la "pinhole" caméra représentent effectivement les cols des instabilités $m = 0$. Les rapports de brillance des cols et des ventres

comparés avec les rapports de leurs diamètres sont cohérents avec une émission bremsstrahlung d'un milieu adiabatiquement comprimé de particules ayant 3 degrés de liberté ($\gamma = 5/3$). Toutefois cette relation entre les diamètres et la brillance n'est pas satisfaite pour les très petits diamètres de cols ($< 0,5$ mm): ceux-ci apparaissent moins brillants sur les photographies intégrales que ne le laisserait prévoir notre hypothèse, le plasma s'échappant peut être plus rapidement de ces tous petits cols que des autres et la densité linéaire n'y étant alors plus préservée. On voit aussi que le diamètre des cols est en moyenne de 0,5 mm, alors que celui des ventres est généralement voisin de 1 mm. Le champ magnétique régnant à la surface de ce plasm $\ddot{o}$ ide est ainsi de l'ordre de 10^6 gauss.

L'image pinhole de ces focus montre aussi que ceux-ci présentent toujours une partie diffuse dirigée dans le sens du jet, qui est d'ailleurs aussi celle de l'électrode positive. Cette partie diffuse se traduit, dans le diagramme de la brillance, par un déplacement du centre de gravité de celle-ci dans le sens du jet, le maximum restant à la hauteur du col. En supposant que la brillance de ces cols soit symétrique par rapport au plan de symétrie de ceux-ci, et que cette brillance atteigne très rapidement son maximum pour décroître ensuite lentement, comme l'indiquent les mesures au scintillateur, on peut, par ce déplacement, évaluer le temps de vie de ce plasm $\ddot{o}$ ide en supposant de plus que sa vitesse de translation axiale est celle du jet hypersonique. On trouve ainsi que ce temps de vie serait, selon les cas, compris entre 50 et 200 ns, ce qui est cohérent avec l'ensemble des autres mesures.

Ces chapelets^a de focus ne sont souvent pas alignés, mais s'inscrivent sur des courbes typiques des instabilités $m = 1$ des pinchs. Ces focus sont toujours produits dans une zone cylindrique de 2 mm de diamètre et de 10 mm de longueur, située légèrement plus bas que le centre de l'espace interélectrode.

La multiplicité des focus est indépendante de la multiplicité des pics de tension, ce qui veut dire que ces focus naissent pratiquement tous en même temps. Les petites différences de temps entre les collapses individuels sont probablement à l'origine des variations initiales rapides et intenses de la tension induite comme le montrent les oscillogrammes de la Figure 25. La naissance de l'ensemble des focus d'un chapelet aurait ainsi lieu dans un temps inférieur à 50 ns.

Dans le cas de plusieurs pics de tension, l'interprétation des photographies de la caméra "pinhole" montre (Fig. 29) plusieurs cols de diamètres souvent différents, dans la même zone et dont les images se superposent partiellement. Dans aucun des cas analysés jusqu'ici nous n'avons trouvé de pinchs successifs où les cols et les ventres aient été superposés ce qui indique qu'il y a probablement un certain transfert axial de masse lors du premier pic et hors de la zone du col, transfert qui lors du collapse suivant constituerait un point de moindre résistance formant ainsi un nouveau col pratiquement au même endroit.

Statistiquement un pic U élevé correspond à un rayonnement X intense et, comme nous le verrons plus loin, à un rayonnement neutronique également intense.

L'intensité absolue des X mous émis par les focus a été évaluée par noircissement photographique. En tenant compte, de l'absorption de l'écran protégeant le film, de l'épaisseur petite de l'émulsion par rapport au libre parcours moyen d'absorption et de la perte de sensibilité due aux temps très brefs d'exposition par rapport aux temps d'étalonnage, on trouve que l'émission totale d'un focus est de l'ordre de 10^{12} photons d'une énergie moyenne de l'ordre de 4 Kev. En admettant que ces rayons X soient dus à l'émission bremsstrahlung d'un plasma Maxwellien, on peut calculer que sa densité serait de l'ordre de 10^{19} particules/cm³. Le nombre de photons émis cette fois par l'ensemble de la décharge dans la bande de 40 à 60 Kev, mesuré par la même méthode, est de l'ordre de 10^{10} par décharge. Un comptage individuel par un scintillateur placé à grande distance montre que le rayonnement X, voisin de 200 Kev., comporte de l'ordre de 10^8 photons.

γ) Résolution temporelle des rayons X

Ces mesures ont la plupart du temps été effectuées en substituant l'hydrogène au deutérium pour bien distinguer les radiations X des neutrons.

En collimatant le scintillateur sur la région de production des focus, de façon à exclure les électrodes, et en examinant les radiations > 1 Kev, on voit, pour l'hydrogène comme pour le deutérium, que le rayonnement commence bien avant le pic de tension et que l'intensité augmente progressivement pour se renforcer nettement durant le pic et redescendre en environ 200 ns à une valeur assez

variable qu'elle gardera durant le reste de la décharge (Figure 32). Statistiquement, lorsque apparaissent plusieurs pics de tension, séparés habituellement de 300 ns environ, c'est après les derniers que l'intensité des ces X atteint le maximum.

Le comportement, pour les énergies X comprises entre 1 et 20 Kev, est intermédiaire entre cette description et la suivante:

L'intensité des rayonnements $X > 20$ Kev est négligeable jusqu'au moment où - durant le pic de tension - celle ci augmente brusquement, atteint sa valeur maximum dans un temps voisin de 10 ns. pour décroître exponentiellement en 100 ns environ. En séparant, par temps de vol, les X de cette bande des neutrons, on remarque un comportement identique pour le deutérium.

Le comportement très différent de ces 2 zones du spectre X doit probablement être attribué à un mécanisme ou une origine différent.

8) Mesures du nombre de neutrons

La valeur moyenne des neutrons produits est de 2.10^6 par décharge, certains tirs isolés en ayant produit jusqu'à 4.10^7 .

Le nombre de neutrons produits est statistiquement une fonction croissante de la hauteur du pic de tension.

Il existe une relation remarquable entre le nombre de neutrons produits et la tension de charge du banc de condensateurs. En effet avec une statistique portant sur plus de 300 décharges nous avons établi la courbe de la Figure 30,

montrant que:

$$n \div U^{4 \pm 0,05}$$

dans l'intervalle de tension de 10 à 40 KV. Cette relation reste la même pour une large gamme de densités linéaires, de diamètres initiaux et de densités initiales (variations obtenues par changement de tuyère et de pression amont).

Une telle relation, qui peut aussi s'écrire:

$$n \div W^2$$

où W est l'énergie emmagasinée dans le banc de condensateurs, que d'ailleurs Filippov [58] a également obtenu, ne semble donc pas fortuite et représente probablement un caractère fondamental de ces plasmoides. En extrapolant, à l'aide de cette relation, le nombre de neutrons que nous avons obtenu avec l'énergie de notre banc, à des énergies semblables à celles que Filippov et Mather ont employé , on obtiendrait sensiblement le même nombre de neutrons qu'eux.

Dans la limite des erreurs de mesure il n'a pas été possible de mettre en évidence une dépendance claire entre le nombre de neutrons produits et la densité linéaire du jet, même en faisant varier celle-ci d'un facteur supérieur à 30. Toutefois en diminuant la pression amont de la tuyère de façon que la couche limite forme, avec son cône d'expansion très ouvert, une partie importante de l'écoulement, la production de neutrons diminue, mais cette diminution doit être attribuée plutôt au changement de la géométrie initiale qu'à une diminution de la densité linéaire. Le nombre de

neutrons produits a également été mesuré par plaques nu
cléaires mais le fond dû aux rayons X > 50 Kev. les a ren
du inutilisables pour une détermination valable de leur
spectre d'énergie.

En plaçant le scintillateur à une distance suffisante
de la source, on sépare d'une part les rayons X durs des
neutrons et l'on peut d'autre part compter ces derniers
individuellement.

L'émission des neutrons, avec une précision de l'ordre
de 5 ns, commence brusquement à la fin du pic de tension.
Toutefois, lorsqu'il y a plusieurs pics de tension les
neutrons sont toujours émis à la fin du premier mais avant
la fin pour les suivants. L'évolution temporelle du rayon-
nement neutronique a un comportement analogue à celui des
X durs (Figure 31 et 32). Partant de zéro, l'intensité
atteint son maximum en 10 ns pour décroître exponentielle
ment en 200 ns environ. La durée réelle de l'émission
neutronique est probablement inférieure à cette valeur à
cause de l'interaction des neutrons avec les importantes
masses métalliques situées dans le voisinage immédiat du
focus.

Il est remarquable que le rayonnement X dur, tout en
ayant un comportement analogue à celui des neutrons
(Figure 32), apparaît 20 à 80 ns avant celui-ci. Il semble
donc que le mécanisme de production des neutrons ne soit
pas directement lié à celui des X durs.

ξ) Résumé des paramètres et des propriétés du plasmøide

Les corrélations entre l'évolution temporelle de la
tension induite, du bruit, du rayonnement X mou et dur, des

neutrons et du rayon moyen sont représentées, dans un cas typique, par la Figure 32.

Le tableau suivant représente une vue d'ensemble des différents paramètres du plasmøide mesurés ou calculés, avec l'indication, dans la colonne de droite, de la méthode de mesure ou des hypothèses faites pour le calcul.

Paramètres du plasmøide		Méthodes de mesure ou hypothèses de calcul
Pic de tension globale	≤ 150 KV	- Diviseur résistif; dB/dt.
Durée moyenne de ce pic	~ 100 ns	- Diviseur résistif; dB/dt.
Courant moyen à cet instant	~ 200 KA	- Rogovsky
Périodes des éventuelles oscillations lentes après le pic	~ 120 ns	- dB/dt
Périodes des éventuelles oscillations rapides après le pic	~ 8 ns	- dB/dt
Durée du bruit > 50 MC après le pic	~ 200 ns	- dB/dt
Rayon minimum	$\geq 0,02$ cm	- Pinhole X; convertisseur d'image.
Température électronique	1-5 Kev	- Rayonnement X (hyp: distribution Maxwelllienne des électrons)
Température ionique	~ 2 Kev	- Nombre de neutrons; (hyp. (1) dist. Maxwelllienne des ions; (2) produits dans focus) - Compression adiabatique (hyp. rapport de compression donné par convertisseur d'images et pinhole X)

Densité maximum $\geq 10^{19}$ ions/cm³

- Noircissement photographique (hyp: dist. Maxwell, vitesses électrons)
- Oscillations rapides (hyp: oscill. tension, ind. due aux oscillations de Niblett)
- Equilibre au rayon minimum (hyp: (1) rayon: ray. X pinhole; (2) temp. Maxwell. abs. X; (3) Bennett)

Durée émission X > 1 Kev. ~ 200 ns

- Scintillateur
- Pinhole (hyp. Translation du jet)
- Scintillateur
- Scintillateur

" " X > 20 Kev. ~ 100 ns
 " " neutrons ≤ 200 ns

Nombre moyen de neutrons produits (banc 30 KV) $2 \cdot 10^6$

- Activation de l'indium
- Plaques nucléaires
- Comptage individuels à distance, avec scintillateur.

Nombre de photons:
 d'environ 4 Kev $\sim 10^{12}$

- Noircissement photographique.

" 50 Kev $\sim 10^{10}$

- Noircissement photographique

" 200 Kev $\sim 10^8$

- Comptage individuel à distance.

Intervalle de temps durant lequel naissent l'ensemble des focus < 50 ns

- dB/dt
- X mous (hyp: (1) durée globale: scintill. (2) durée individuelle: translation du jet)

Neutrons $\div$ (Energie du banc)²

- Statistique

Dans ces conditions, en supposant que la distribution des vitesses est Maxwellienne on calcule encore:

Temps d'équipartition de l'énergie élec. → ion	6,5 10 ⁻⁷	s
" " élec. → élec.	8,5.10 ⁻¹¹	s
" " ion → élec.	3,1.10 ⁻⁷	s
" " ion → ion	5.10 ⁻⁹	s
Libre parcours moyen de fusion D-D	6.10 ⁸	cm
Libre parcours moyen de collision électron et ion	22.10 ⁻²	cm
Rayon gyromagnétique des ions (B = 10 ⁶ gauss)	1.10 ⁻²	cm
Rayon gyromagnétique des électrons (B = 10 ⁶ gauss)	2,3.10 ⁻⁴	cm
Distance d'écran de Debye	10 ⁻⁵	cm

On voit ainsi que le diamètre gyromagnétique des ions (0,2 mm) est sensiblement égal au rayon minimum de notre focus, ce qui serait selon la théorie de Suydam [66] une condition de stabilité. La théorie hydromagnétique , qui n'est plus tout à fait applicable à des plasmas de ces dimensions, aurait donné un temps de confinement presque 100 fois inférieur au temps expérimental.

Un ion effectue, statistiquement, presque 4 tours dans le champ magnétique avant d'être appréciablement dévié par la présence des autres particules chargées, c'est à dire avant d'avoir fait un choc; un électron en fera 160.

Il est à noter que le rayon du plasmöide est environ 10 fois inférieur au libre parcours moyen de collision des particu-

les.

Selon le tableau de la page 68 on voit, en supposant d'ailleurs que les X mous ne proviennent pas exclusivement des focus, que l'énergie, intégrée dans le temps, du flux de photons varie en fonction inverse de l'énergie $h\omega$ des photons;

$$F \div \omega^{-1}$$

ce qui correspond selon Heitler à l'émission bremsstrahlung d'une distribution électronique:

$$f(W) \div W^{-3/2}$$

Il est possible qu'une telle déviation transitoire de la distribution d'équilibre de Maxwell puisse être attribuée aux électrons de runaway, dans le plasma relativement peu dense ($\ll 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) entourant le pinch, sous l'effet du champ électrique produit par le mouvement de striction. Il est à noter que la section efficace de collision et la probabilité de collision par seconde ont la forme:

$$\sigma(W) \div \frac{1}{W^2} \quad P(W) \div \sigma(W) v \div W^{-3/2}$$

§ 4) Un modèle pour ces plasmoides

L'ensemble de ces faits pourrait être expliqué par le schéma suivant:

La colonne de gaz est ionisée dans tout son volume par le passage du courant principal, puis lorsque la conductibilité a atteint une valeur suffisante il se produit un ou plusieurs petits collapses chauffant le plasma produit à quelques dizaines d'électron-volts.

C'est alors que les conditions pour le collapse principal semblent remplies. Le nombre de particules constituant le Focus semble être pratiquement indépendant de la densité linéaire du jet hypersonique.

Par contre l'intervalle de temps entre le début du passage du courant et l'instant auquel se produit ce collapse est une fonction croissante de cette densité. La compression, en supposant la contraction uniforme d'un cylindre de masse homogène de longueur constante-ce qui en fin de compresssion du moins n'est pas vérifié,-s'effectuerait à une vitessse radiale moyenne pratiquement constante de l'ordre de quelques 10^6 cm/s. On peut considérer que cette compression est globalement adiabatique ($\gamma = 5/3$) bien que localement la vitesse ne puisse pas être négligée.

Le mouvement de cette fine colonne de plasma dans son propre champ magnétique engendre alors une forte tension aux bornes de celle-ci. Des mouvements locaux rapides, dus aux instabilités hydromagnétiques type $m = 0$, renforcent encore cette tension pour la porter aux environs de 150 KV^(*). C'est à cet instant qu'apparaissent brusquement les rayons X durs provoqués par les électrons accélérés dans le champ électrique ainsi crée. Les neutrons qui pourraient être produits à cet instant par ce même mécanisme sont au-des-sous du seuil de détection (10^5).

La température électronique augmente progressivement durant cette compression se maintenant ensuite, durant le confinement, à quelques Kilovolts.

C'est à la fin de la compression que la température ionique atteint son maximum (2 Kev) et c'est à partir de cet instant que sont produits les neutrons.

(*) En effet, pour des vitesses de l'ordre de celles indiquées ci-dessus et pour des diamètres de l'ordre de ceux mesurés à la pinhole, la surtension $\Delta U = I \Delta \dot{L} \simeq 2 \cdot 10^{-7} \Delta H r_0 \dot{r} / r^2$ MKS

due à une telle instabilité s'élève à plusieurs dizaines de Kilovolts.

L'apparition brusque des neutrons est due au fait que la section efficace de la réaction D-D augmente très rapidement à ces températures.

Durant cette compression maximum ($n_i \geq 10^{19}$ part./cm³; $T_i \simeq 2$ Kev.) le confinement est assuré par le champ magnétique propre ($\sim 10^6$ gauss) du courant passant par le pinch. Le plasma émet alors un bruit électromagnétique qui indique une certaine turbulence, ou oscille radialement (Niblett) ou encore fait les deux à la fois. La stabilité de ce confinement pourrait être expliquée par la théorie de l'orbite finie. Mais il n'est pas évident que cette théorie, valide pour des plasmas où $p \ll B^2 / 2\mu$, puisse être étendue à ces plasmoides. Il est, en effet, entre autre, difficile de concevoir, pour des raisons de neutralité électrique, une orbite ionique s'étendant sur un fort gradient de densité électronique.

La disparition du plasmoid qui se produit, avec une vitesse environ 10 fois supérieure à la vitesse de diffusion de Bohm, à travers un champ magnétique calculé en supposant le courant, passant par le plasmoid, constant dans le temps, pourrait, comme le bruit, être l'indication d'une certaine turbulence.

Après ce confinement le courant se répartit progressivement sur un cylindre de rayon égal au rayon initial du gaz passant probablement par les particules n'ayant pas participé au collapse, car les particules rapides s'étant échappées du plasmoid se sont dispersées dans un volume beaucoup plus grand.

§ 5) Conclusions

Les plasmas chauds et denses que nous avons obtenu par simple compression d'un milieu déjà dense sont donc du même genre que ceux que Filippov et Mather ont obtenu en procédant en deux temps: La concentration à la manière d'un chasse-neige, puis la compression à l'aide d'un Z-pinch.

La réussite de cette expérience montre par elle-même que le processus fondamental pour l'obtention de ce plasma dense est uniquement la compression par le Z-pinch.

Cette expérience fonctionne pour une large gamme de paramètres alors que celles du type Filippov et Mather ne le font que pour une gamme beaucoup plus restreinte à cause, probablement, de la nécessité d'optimiser simultanément les deux processus.

La raison pour laquelle ces trois procédés ont donnés, par des moyens différents, un plasmøide très semblable est que celui-ci représente probablement un état particulièrement stable, un "diamètre gyromagnétique" du même ordre de grandeur que le rayon du plasma étant probablement une condition de stabilité.

Pour décrire les propriétés d'un tel plasma, il semble nécessaire d'en élaborer un modèle qui soit intermédiaire entre celui de la particule individuelle et celui du fluide hydromagnétique.

Il faudrait à ce point faire un effort sur le plan théorique pour mieux comprendre ces plasmøides et guider l'expérience qui maintenant ne progresse qu'à tâton.

Le nombre de réactions thermonucléaires produites par

décharge augmente, comme Filippov et nous même l'avons établi, comme le carré de l'énergie du banc. Il semble donc que, pour ce régime, en augmentant l'énergie d'un facteur 30 - dans la limite actuelle des erreurs de mesures - la densité, la température et le temps de confinement, à un facteur 2 ou 3 près, restent pratiquement constants, alors que le volume du plasmoïde augmente presque linéairement avec l'énergie.

Il semble difficile - à l'heure actuelle - d'augmenter le produit (densité $\times$ durée de confinement) de ces plasmoïdes jusqu'au niveau requis par un réacteur d'énergie zéro par la seule augmentation de l'énergie de la machine. C'est par la durée de confinement qu'il semble que ce facteur de mérite puisse être augmenté. La recherche d'un plasma moins turbulent et d'un confinement par inertie représente un effort dans ce sens.

Pour terminer, nous constatons qu'à l'heure actuelle il ne semble pas y avoir de limitations fondamentales ou technologiques interdisant la réalisation d'un réacteur d'énergie zéro (critère de Lawson, Fig. 3) à partir de plasmas denses, et que par la position qu'ils occupent à cet égard ils justifient un effort théorique et expérimental accru.

BIBLIOGRAPHIE

- 1) - S. GLASSTONE, R. LOVBERG, Controlled Thermonuclear Reactions
Van Nostrand, (1960)
- 2) - J.G. LINHART, Plasma Physics (1960) North-Holland
- 3) - L.A. ARTSIMOVICH, Controlled Thermonuclear Reactions (1964)
Oliver and Boyd
- 4) - W.B. THOMPSON, Proc. Phys. Soc. B 70, p. 1 (1957)
- 5) - J.G. LINHART, Nuclear Engineering February 1957 p. 2
- 6) - G. GAMOW, Phys. Rev. 53, p. 598 (1938)
- 7) - N.C. CHRISTOFILOS, Proc. Sec. U.N. Conf. on Peaceful Uses of
Atomic Energy 32, p. 279 (1958).
- 8) - S. CHANDRASEKHAR, Principles of Stellar Dynamics p. 89 Univ.
of Chicago Press (1942)
- 9) - E.R. HARRISON, Physical Rev. Letters 11, p. 535 (1963)
- 10) - U. ASCOLI-BARTOLI, C. de MICHELIS. E. MAZZUCATO, Proc. of the
Conf. on Plasma Physics and Controlled, Nuclear Fusion
Research, Vol II p. 941 Culham (1965)
- 11) - I. LANGMUIR, Phys. Rev. 33, p. 945 (1929)
- 12) - L. SPITZER, Physics of Fully Ionized Gases (1956) Interscience
Publ.
- 13) - J.D. LAWSON, Proc. Phys. Soc. B70; p. 6 (1957)
- 14) - W.H. BENNETT, Phys. Rev. 45, p. 90 (1934)

- 15) - M. LEONTOVICH and S.M. OSOVETS, Jour. Nucl. Energy 4 p. 209 (1957)
- 16) - J.G. LINHART, Industries Atomiques, 9/10 p. 69 (1962)
- 17) - R.J. TAYLER, Proc. Sec. U.N. Conf. on Peaceful Uses of Atomic Energy, 31, p. 160 (1958)
- 18) - M. HAEGI, Critère pour un pinch creux (fév. 1968) non publié.
- 20) - J.G. LINHART, Nuclear Fusion 1, p. 78 (1961)
- 21) - CH. MAISONNIER, J.G. LINHART, M. HAEGI, Nuclear Fusion, Supple^{ment} part. 2, p. 727 (1962)
- 22) - M. BINEAU et CH. MAISONNIER, Proc. Int. Conf. on Gas Discharge and Electricity Supply. Industry, p. 517 Leatherhead (1962)
- 23) - J.G. LINHART, "A note on the production of thin plasma liners" Rap. Int. L.G.I. 67/12 (1967)
- 24) - J.P. SOMON, Rapp. Int. L.G.I. 66/11 (1966)
- 25) - CH. MAISONNIER, "Thèse présentée à l'Université de Lyon" (France) (1966)
- 26) - J.G. LINHART, Journal of Applied Physics 32, 3 p. 500 (1961)
- 27) - E.G. HARRIS, "The Physics of Fluids", 5 p. 1057 (1962)
- 28) - J.G. LINHART, Nuovo Cimento 17, p. 850 (1960)
- 29) - M. BINEAU, Rapp. Int. L.G.I. 63/11 (1963)
- 30) - J.G. LINHART, H. KNOEPFEL, C. GOURLAN, Nuclear Fusion Suppl. Part. II p. 733 (1962)
- 31) - F. HERLACH and H. KNOEPFEL, Proc. of the Conf. on Megagauss Magnetic Field Generation by Explosives, Edit. EURATOM publ. Frascati, (1965)

- 32) - CH. MAISONNIER, M. HAEGI, J.G. LINHART, Proc. of a Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research , Vol II, p. 345, Culham (1965)
- 33) - M. HAEGI, Proc. VI Int. Conf. on Ionisation Phenomena in Gases, p. 549, Paris (1963)
- 34) - M. HAEGI, CH. MAISONNIER, "Procédé et dispositif de production d'une structure matérielle conductrice de l'électricité, dans une enceinte sous vide". Brevet EURATOM I/190 (1962). Déposé en: Belgique; France; Luxembourg; Pays-Bas; Allemagne; Italie; Royaume-Uni; Canda; Japon; Etats-Unis; Suède; Brésil.
- 35) - CH. MAISONNIER, M. HAEGI, Journal of Applied Physics 33, p. 2474 (1962)
- 36) - J.G. LINHART, Rapp. Int. L.G.I. 63/2 (1963)
- 37) - M. HAEGI, "The Review of Scientific Instruments", 37, p. 850 (1966)
- 38) - A.C. KOLB et al. Proc. of a Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Vol I p. 271, Culham (1965)
- 39) - CH. MAISONNIER, "Projet d'activité pour (1967)" communication privée
- 40) - M. HAEGI, "Séminaire tenu au L.G.I. Frascati", Septembre (1964)
- 41) - J.G. LINHART, Brevet EURATOM (Double-pinch) Lic. Ital. N° 661969 (1961)
- 42) - M. HAEGI "Second European Conf. on Plasma Physics", Stockholm (1967)

- 43) - E. BECKER, et al. Z. Naturforschg. 22a, p. 589 (1967)
- 44) - M. HAEGI, CH. MAISONNIER, "Non cylindrical hollow dynamic pinch"(1962) non publié
- 45) - O.A. BAZILEVSKAYA et al. Proc. Vth Int. Conf. on Ionisation Phenomena in Gases., p. 2213, Munich (1961)
- 46) - L. ORNSTEIN, Rijnhuizen Report 64-21 (1964)
- 47) - M. HAEGI, "Ecrasement ponctuel d'un plasma, initialement confiné par un fort gradient de température, par un Z-pinch non cylindrique" (1966) non publié.
- 48) - W. TAYLOR, J. KANE, Applied optics, 6, p. 1493 (1967)
- 49) - H. ZWICKER, Zeit. für Phys. 177, p. 54 (1964)
- 50) - J.G. LINHART et al. Rapp. Int. L.G.I. 67/26 (1967)
- 51) - J.G. LINHART et al. à présenter à: Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Novosibirsk (1968)
- 52) - B. ROBOUCH, Rapp. Int. L.G.I. 63/12 (1963) et L.G.I. 68/9 (1968)
- 53) - M. HAEGI, J.G. LINHART, "Projet de l'expérience Focus " (1967) non publié
- 54) - H. ZWICKER, Proc. Vth Int. Conf. on Ionisation Phenomena in Gases p. 2175, Munich (1961)
- 55) - W. BÖTTICHER, Proc. Vth Int. Conf. on Ionisation in Gases, p. 2182, München (1961)
- 56) - N.V. FILIPPOV, T.J. FILIPPOVA, V.P. VINOGRADOV, Nuclear Fusion Suppl. Part. II p. 577 (1962)

- 57) - N.V. FILIPPOV, T.J. FILIPPOVA, Proc. of a Conf. on Plasma Physics and controlled Nuclear Fusion Research. Vol. II p. 405, Culham (1965)
- 58) - N.V. FILIPPOV, Séminaire tenu au L.G.I. Frascati, Décembre (1966)
- 59) - S.K. GODUNOV, N.V. FILIPPOV, T.I. FILIPPOVA, Soviet Physics JETP, 25, p. 755, (1967)
- 60) - J.W. MATHER, Physics of Fluids, 8, p. 366 (1965)
- 61) - J.W. MATHER, Proc. of a Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Vol II, p. 389, Culham (1965)
- 62) - J.W. MATHER, P.J. BOTTOMS, A.H. WILLIAMS, Proc. of APS "Topical Conf. on Pulsed High Density Plasmas". Paper: C₁, Los Alamos (1967)
- 63) - E.H. BECKNER, Proc. of APS "Topical Conf. on Pulsed High Density Plasmas". Paper C₄, Los Alamos (1967)
- 64) - J.W. LONG, N.J. PEACOCK, P.D. WILCOCK, Proc. of APS "Topical Conf. on Pulsed High Density Plasmas", Paper: C₅, Los Alamos (1967)
- 65) - D. MESKAN, H. van PAASSEN, G. COMISAR, Proc. of APS "Topical Conf. on Pulsed High Density Plasmas"; Paper C₆, Los Alamos (1967)
- 66) - B.R. SUYDAM, "Los Alamos Scientific Laboratory", Report LA-3260 - MS (1965)
- 67) - M. HAEGI, "Experimental Investigation on very small hypersonic jets in vacuum" (1967) publication en préparation.

- 68) - G.I. DIMOV, "Structure d'un jet hypersonique d'hydrogène dans le vide", Novosibirsk (1967) Traduction L.G.I.; B. ROBOUCH et M. HAEGI
- 69) - M. HAEGI " Soft X-rays diagnostics in Aerodynamics" (1967) non publié
- 70) - M. HAEGI, " Very high pressure fast valve", Rapp. Int. L.G.I. 66/4 (1966)
- 71) - G. NIBLETT, T. GREEN, Proc. Phys. Soc. 74, p. 737 (1959)

Table des matières

Avant propos

Première Partie

LES PRINCIPES

Chapitre 1:	<u>Introduction</u>	pag. 1
	1) Les réactions de fusion nucléaire	
	2) Les réactions nucléaires accessoires	
	3) La fusion comme source d'énergie	
	4) Les sections efficaces de fusion	
	5) Quelques procédés de fusion	
	6) Le plasma thermonucléaire	
	7) Le critère de Lawson	
Chapitre 2:	<u>Les plasmas thermonucléaires denses</u>	pag. 11
	1) Les deux voies	
	α) Les plasmas peu denses	
	β) Les plasmas denses	
	2) Les pinchs	
	α) Les pinchs pleins	
	β) Les pinchs creux	
	3) Le critère d'énergie zéro	
	α) Sans confinement	
	β) Avec confinement	
	4) Conclusion	

Seconde Partie

LES EXPERIENCES

Chapitre 3: Les Machines à plasma dense

pag. 27

- 1) Les machines à plasma creux
 - α) Injection périphérique de poudre
 - β) Volatilisation périphérique de fils explosifs
 - γ) Injection périphérique par jets hypersoniques
 - δ) Injection périphérique à Mach ≤ 1
 - ϵ) Confinement initial du gaz par gradient thermique
- 2) Pinchs pleins de gaz lourds avec injection supersonique centrale de deutérium
 - α) Cas cylindrique
 - β) Cas sphérique
- 3) Les focus spontanés
 - α) Les focus de Filippov
 - β) Les focus de Mather

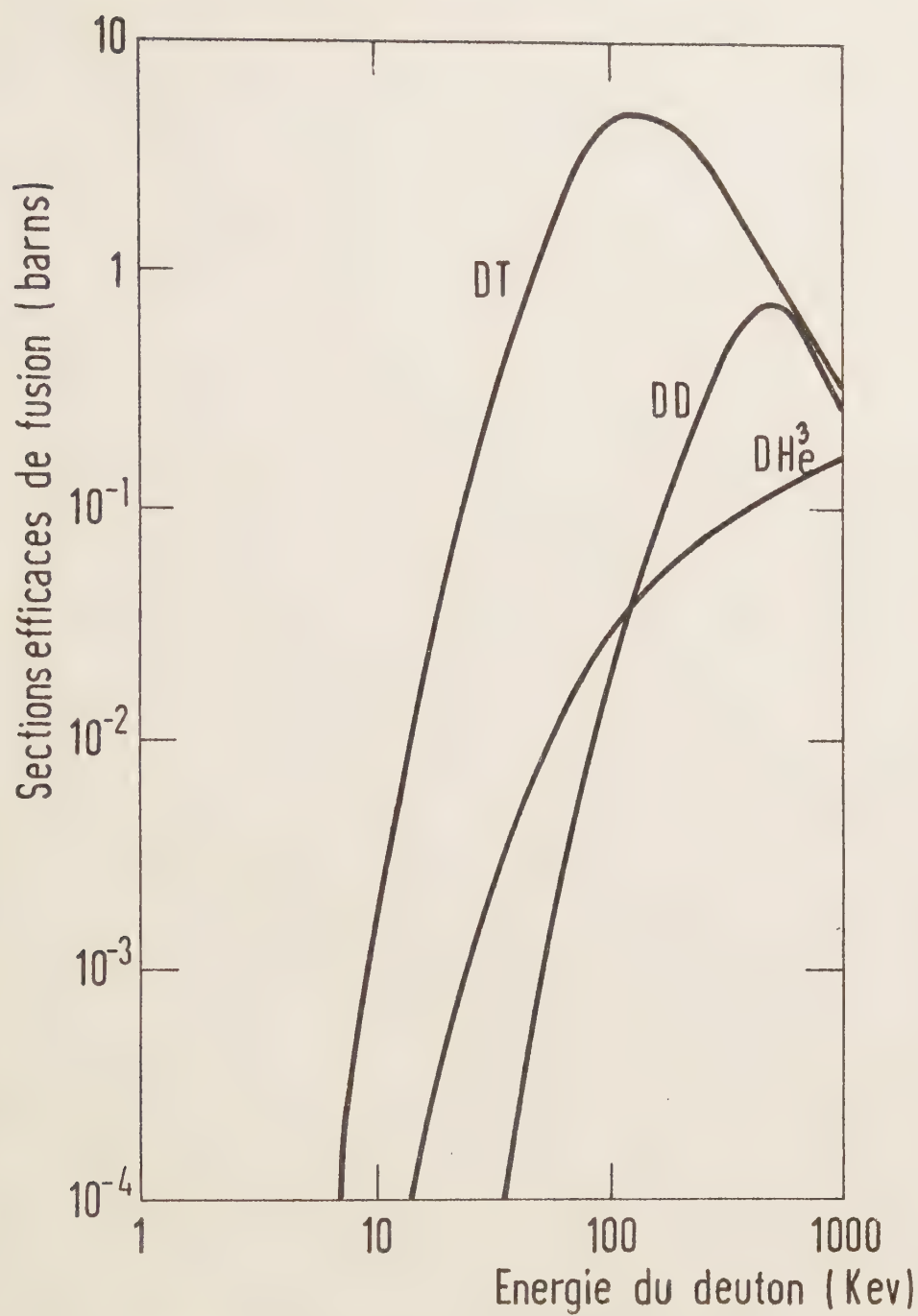
Chapitre 4: Compression d'un jet hypersonique de deutérium pag. 49

- 1) Les jets hypersoniques
- 2) Description de l'ensemble expérimental
- 3) Les résultats expérimentaux
 - α) Mesures électriques
 - β) Les images du plasma
 - γ) Résolution temporelle des rayons X
 - δ) Mesures des neutrons

- Ξ) Résumé des paramètres et des propriétés
du plasmøide
- 4) Un modèle pour ces plasmoides
- 5) Conclusions

Bibliographie

pag. 75



- Fig. 1 - SECTIONS EFFICACES DE FUSION POUR LES REACTIONS DD, DT, DHe^3

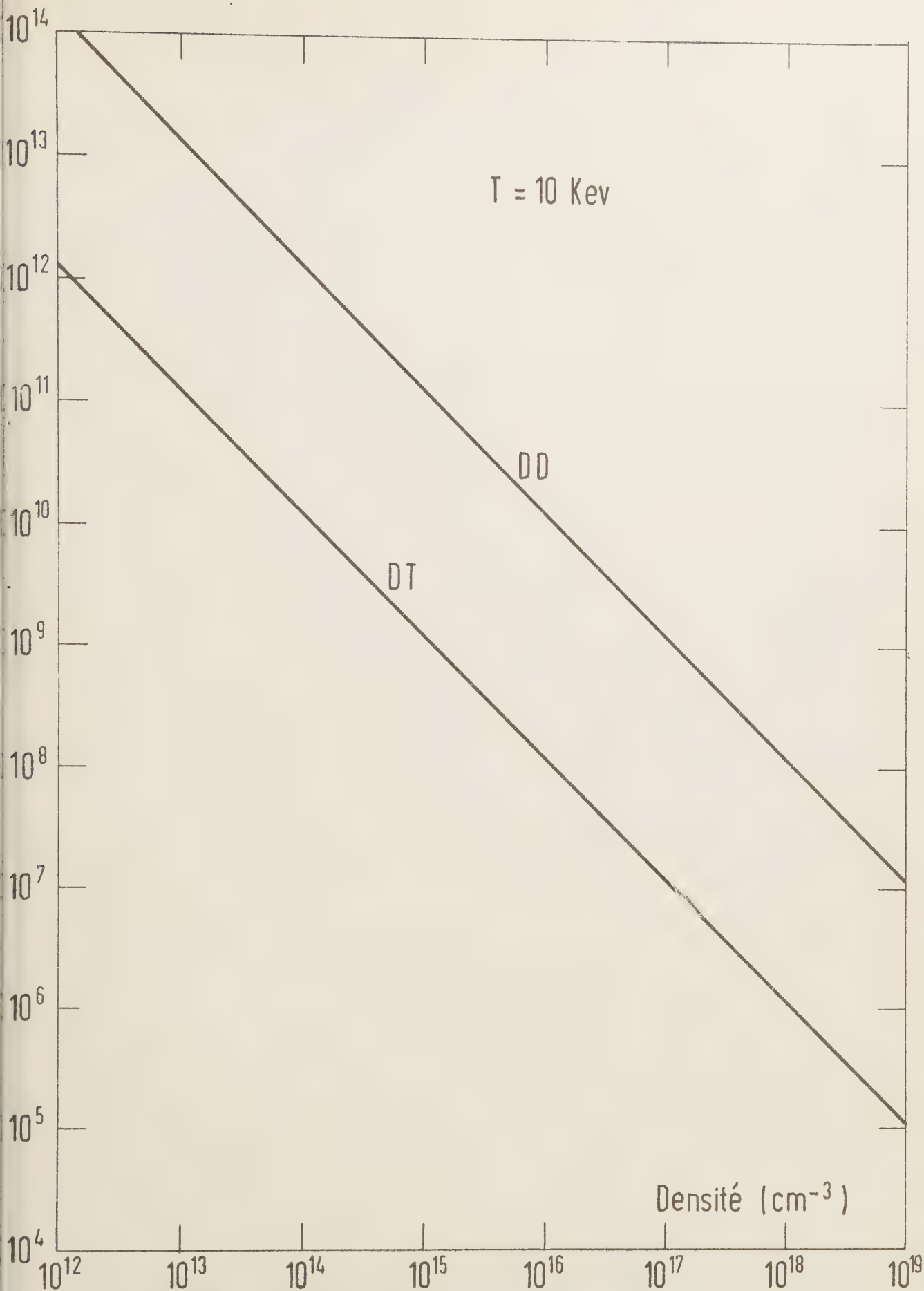
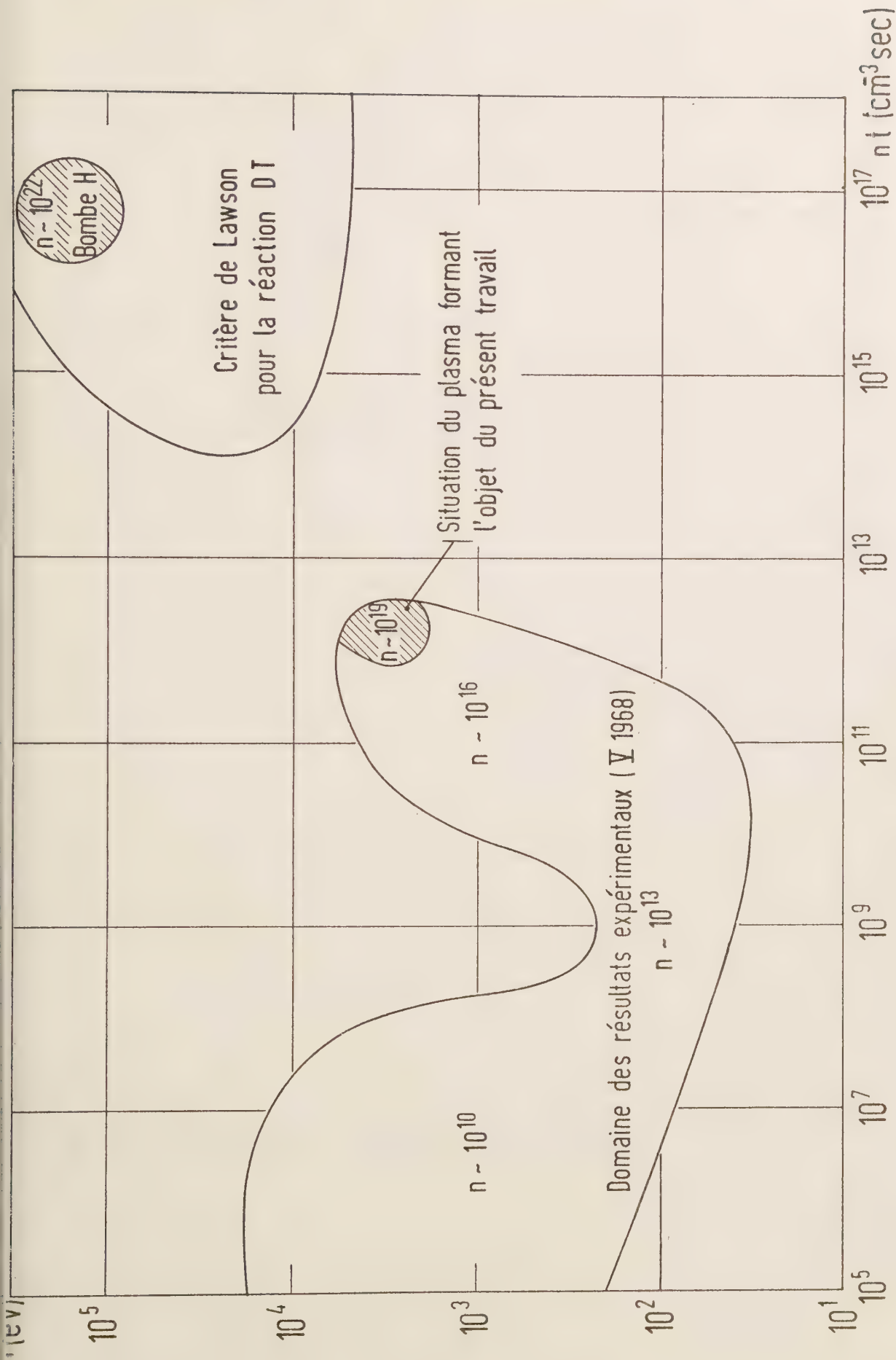


Fig. 2- LIBRE PARCOURS MOYEN DE FUSION POUR LES REACTIONS DT - DD
DANS UN PLASMA A UNE TEMPERATURE DE 10 Kev.



- Fig. 3 - LE CRITERE DE LAWSON.

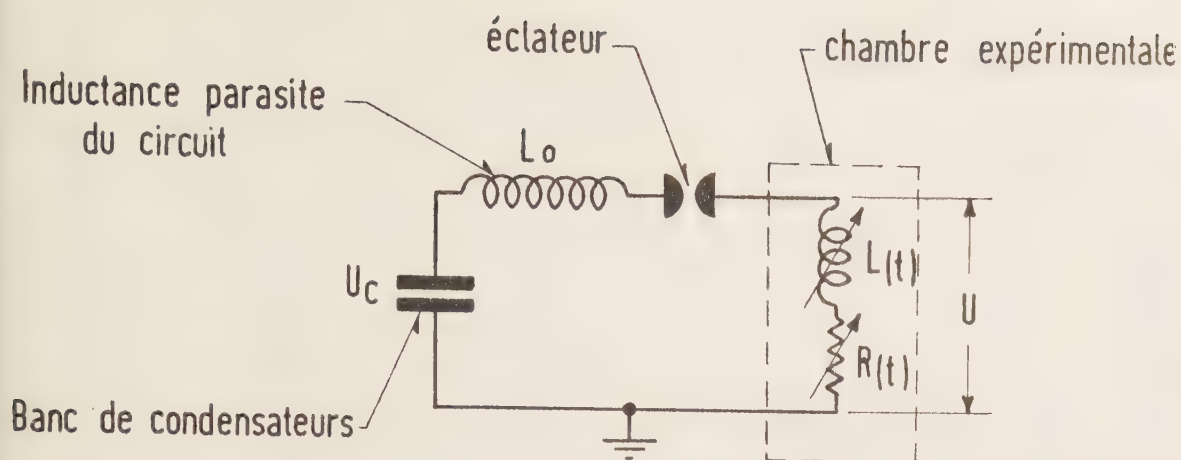
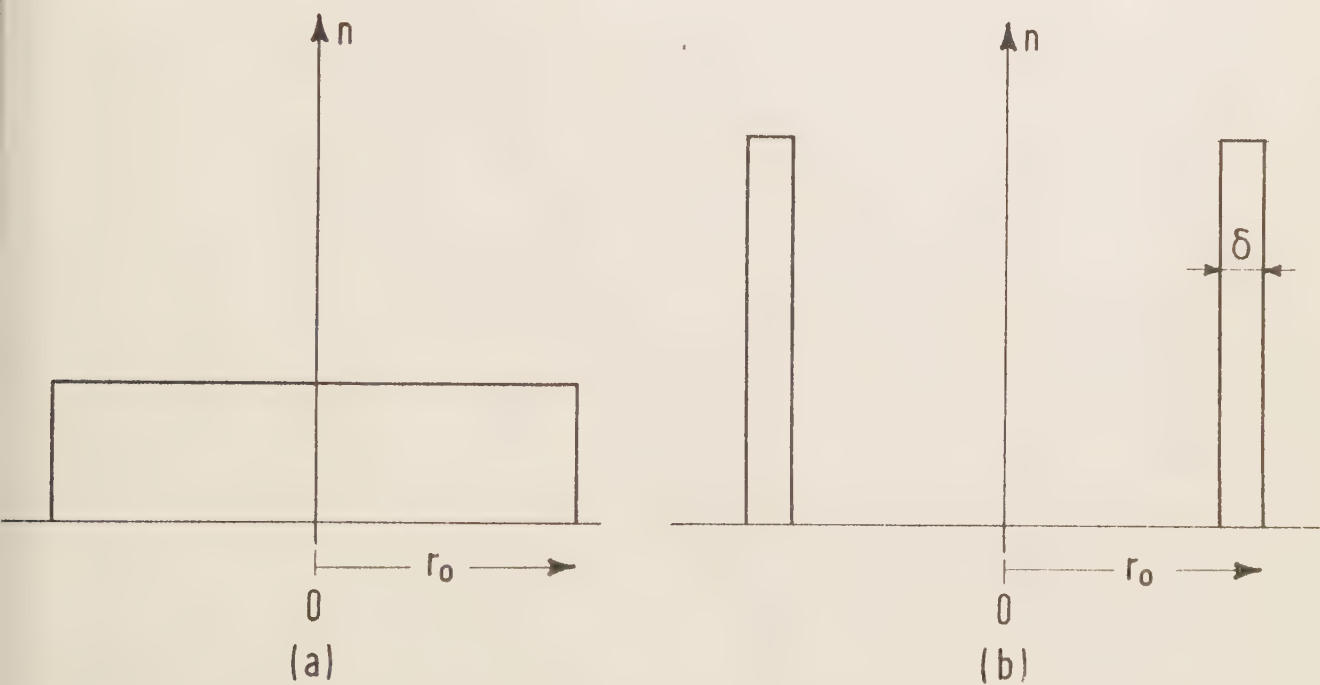
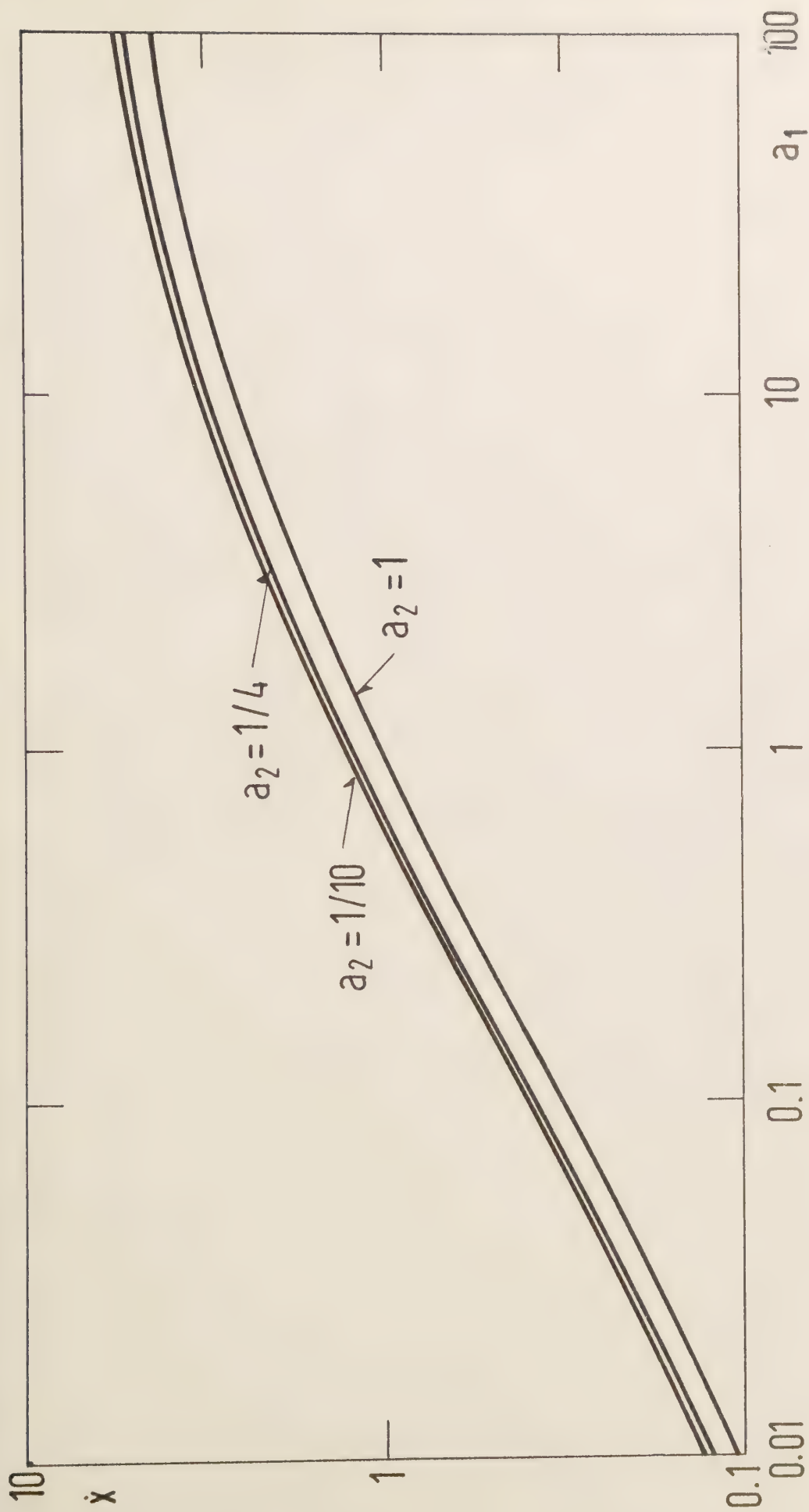


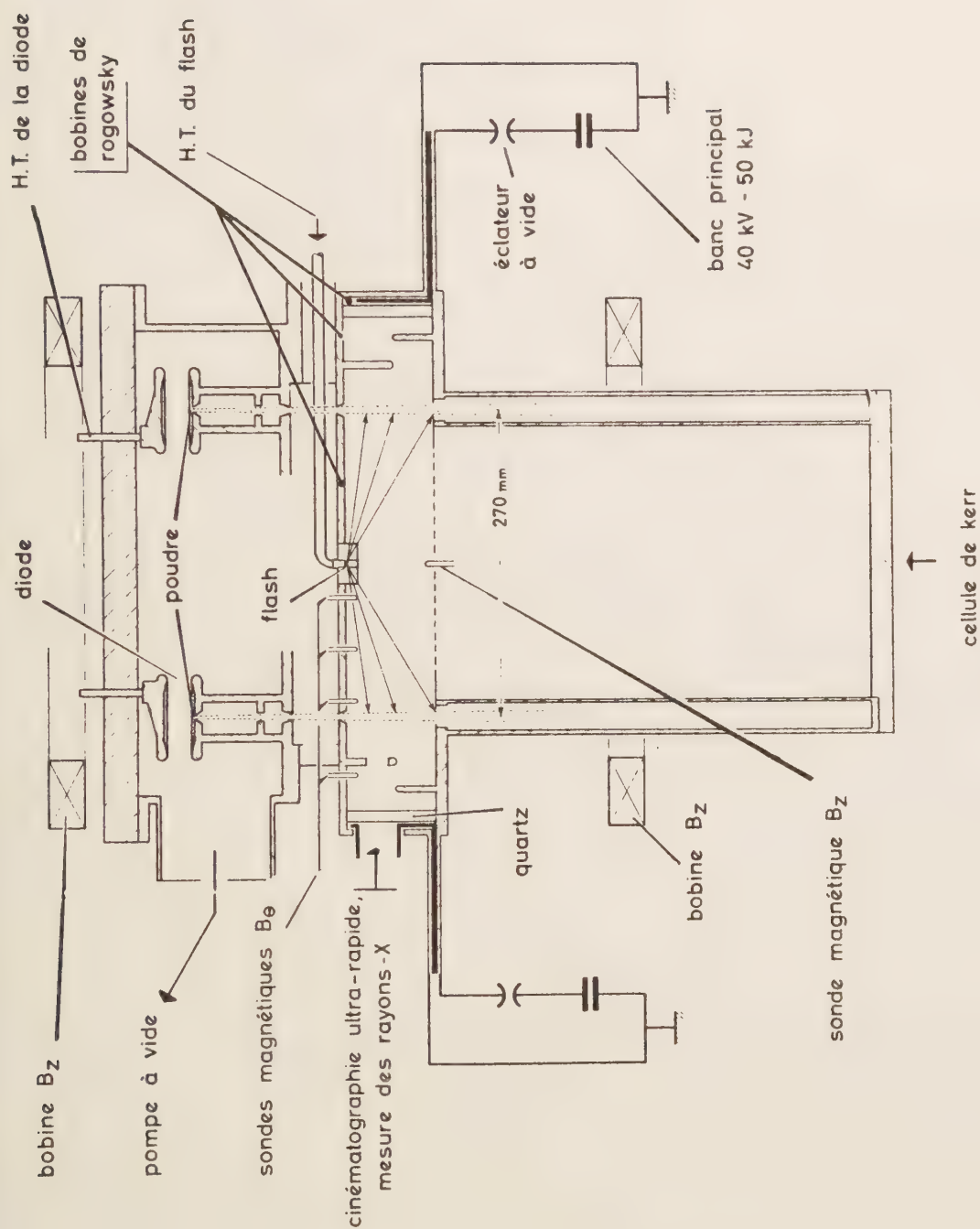
Fig. 4 - CIRCUIT EQUIVALENT POUR UN Z - PINCH



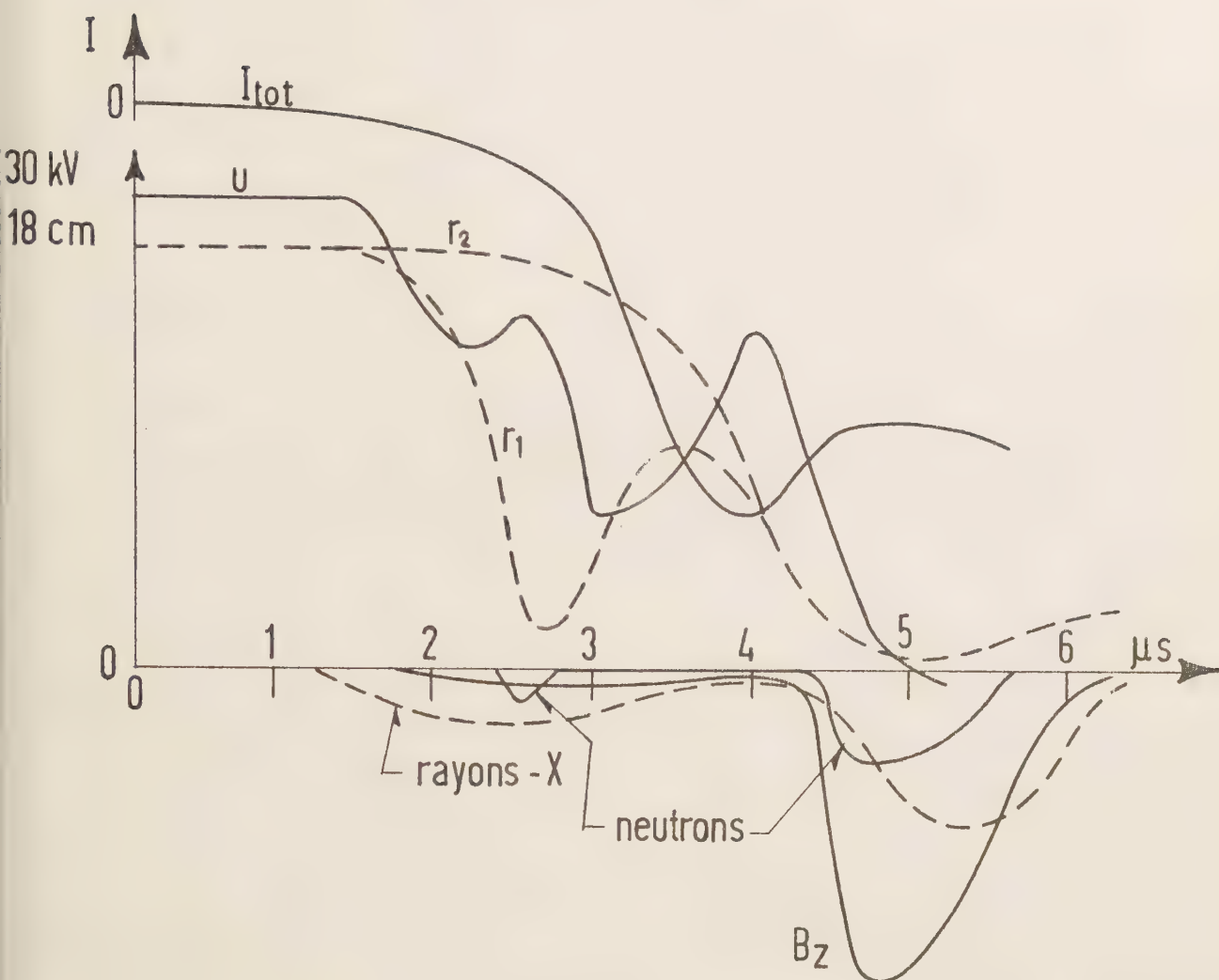
- Fig. 5 - DISTRIBUTION INITIALE DE DENSITE.



- Fig 6 -- VITESSE NORMALISEE AU POINT $x = \frac{1}{10}$ EN FONCTION DU PARAMETRE a_1



- Fig. 7 - VUE SCHEMATIQUE DE L'EXPERIENCE



- Fig. 8 - EVOLUTION DE QUELQUES PARAMETRES DURANT LA DECHARGE

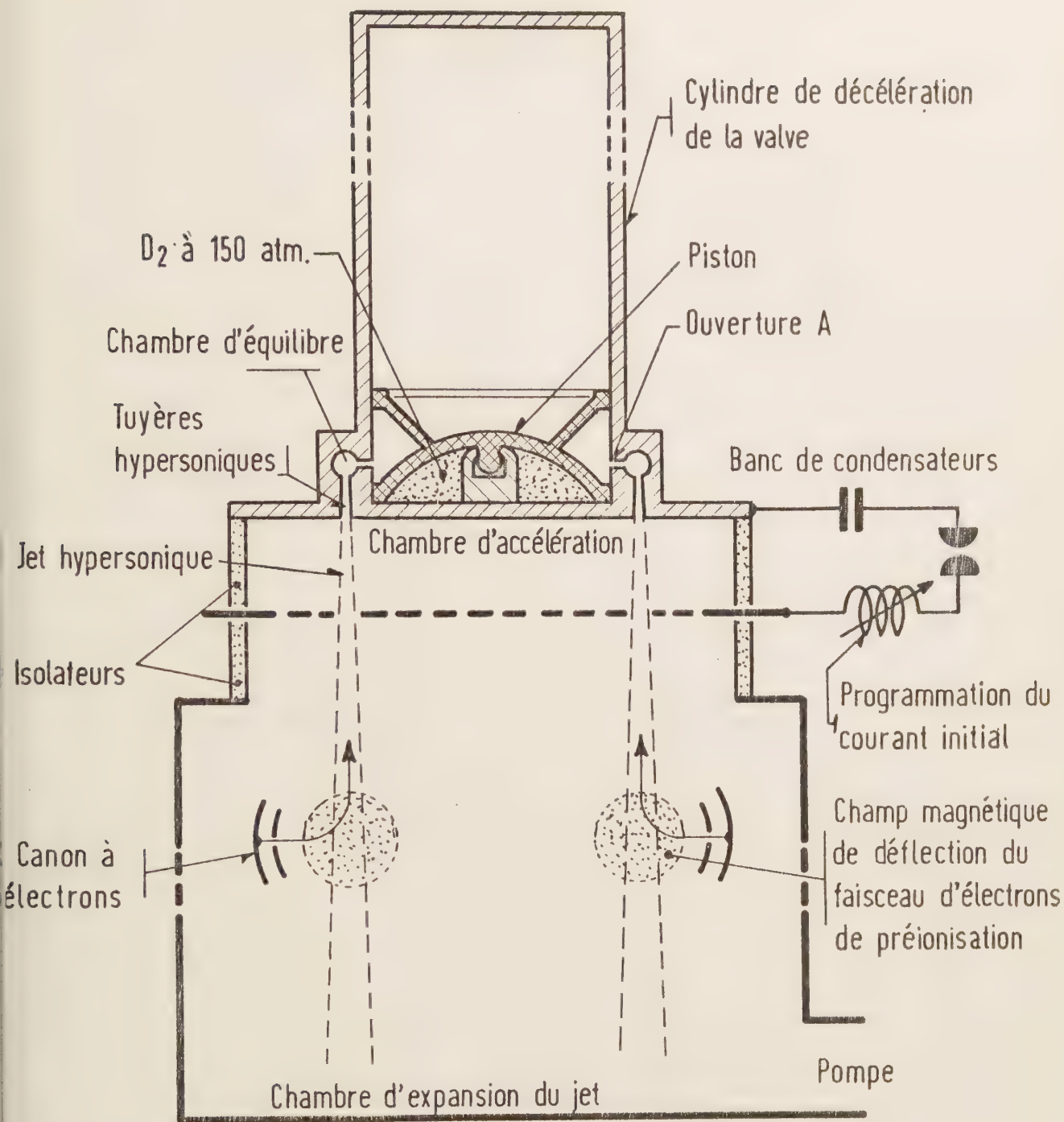
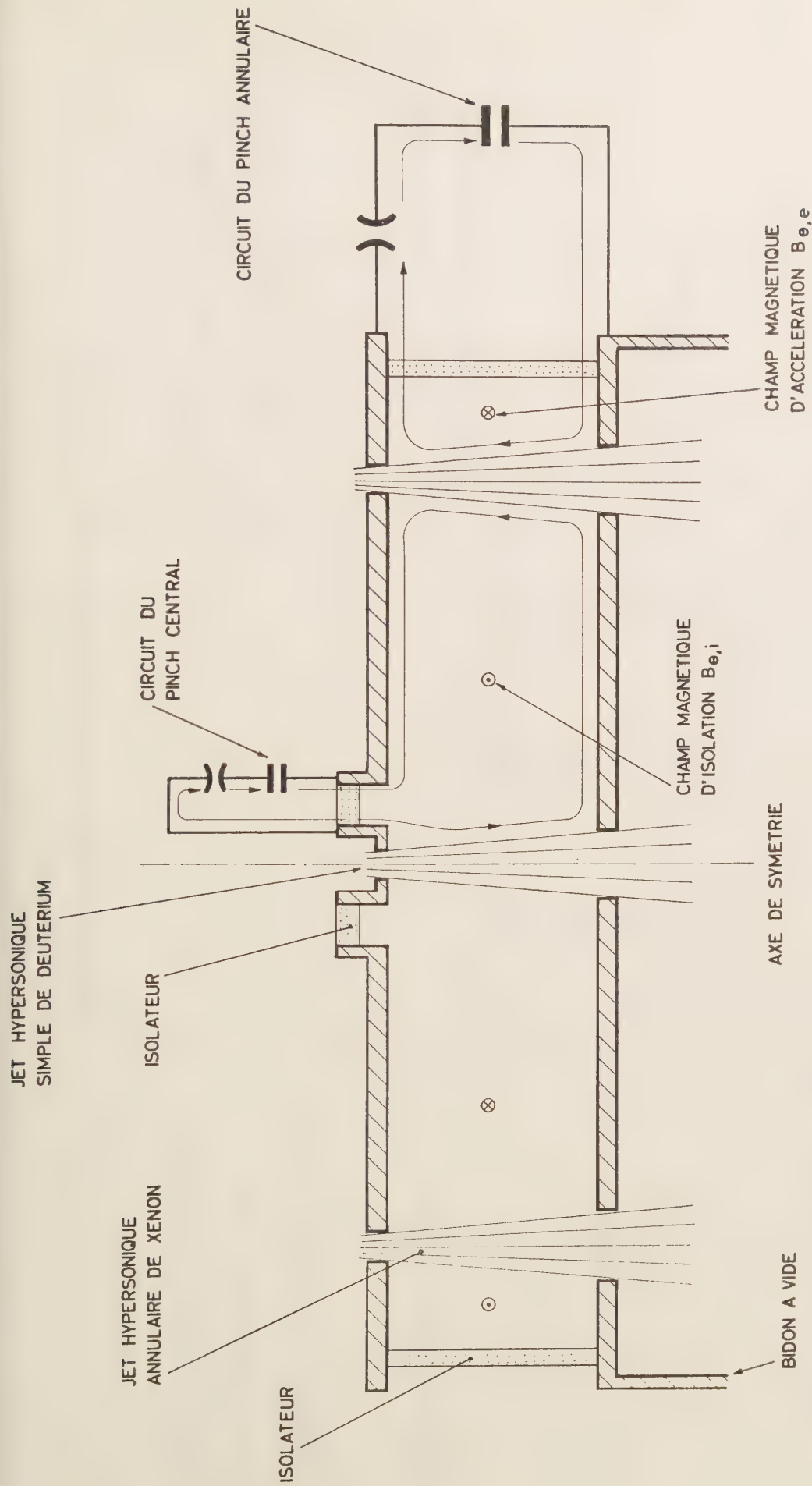
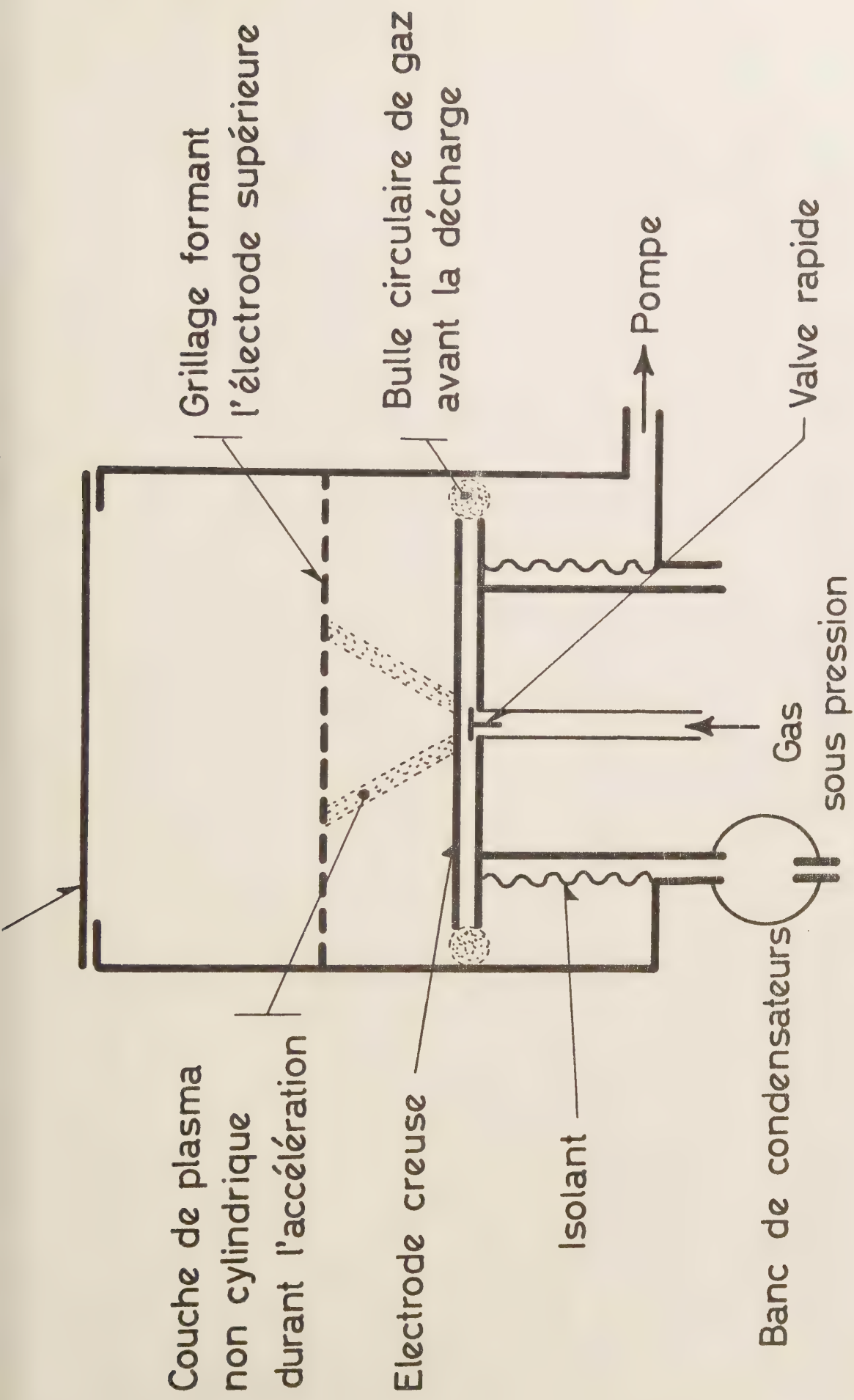


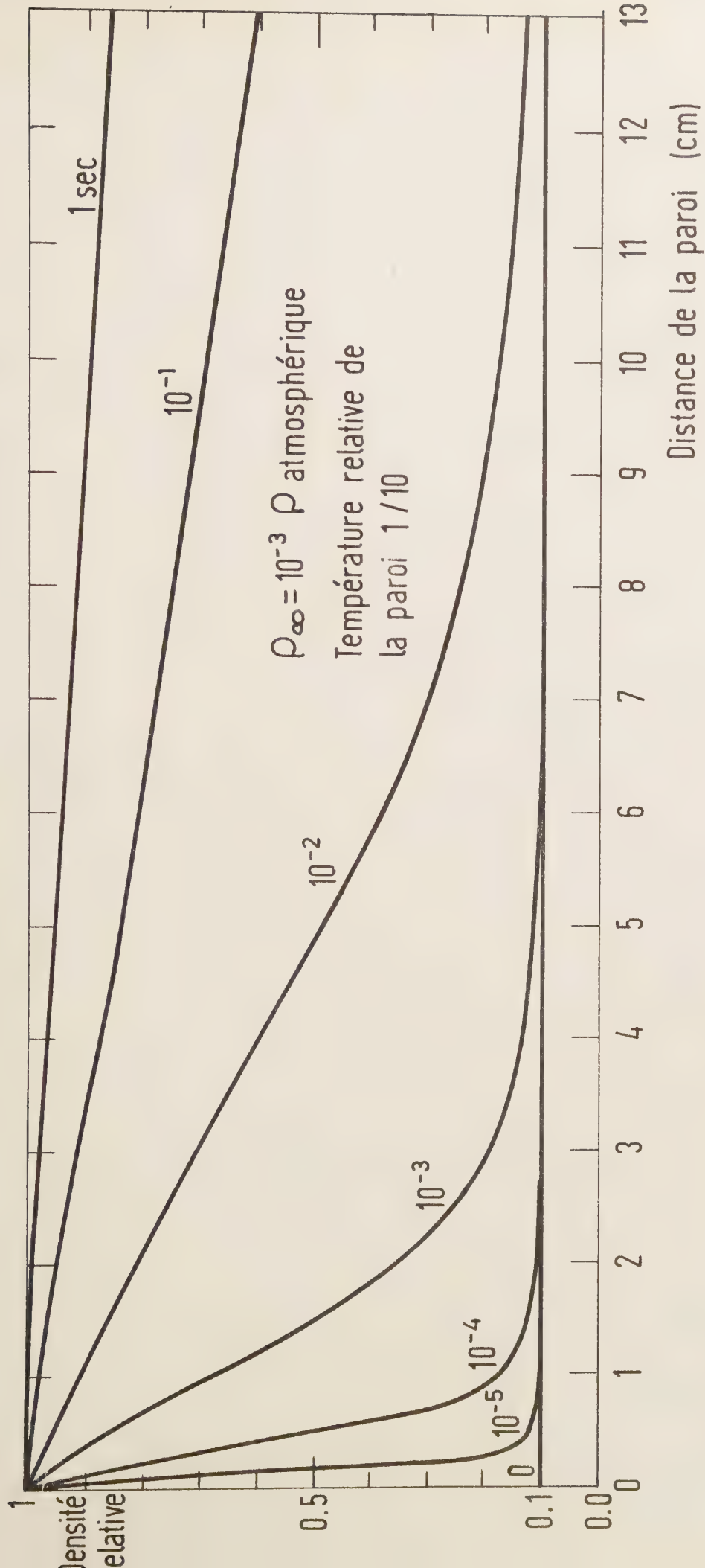
Fig. 9 - SCHEMA DE PRINCIPE D'UNE MACHINE A INJECTION HYPERSONIQUE ANNULAIRE.



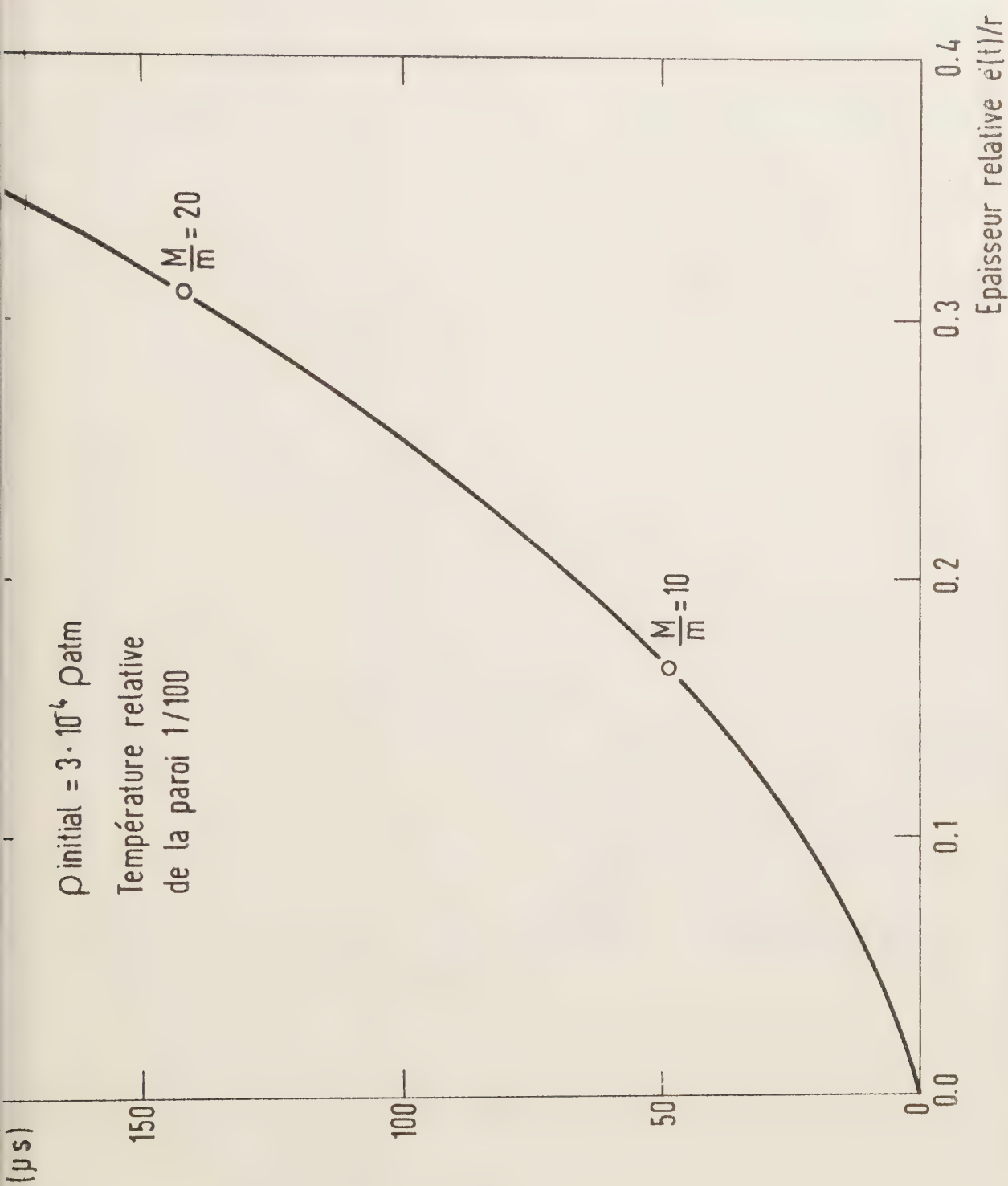
- Fig. 10 - PROCEDE POUR OBTENIR UN PINCH CONFINE PAR INERTIE .



- Fig. 11 - PINCH NON CYLINDRIQUE



-Fig. 12 - DISTRIBUTION DE DENSITE AU VOISINAGE DE LA PAROI DANS LE CAS PLAN



- Fig. 13 - EPAISSEUR RELATIVE DU FRONT THERMIQUE DANS LE CAS CYLINDRIQUE

$\rho_{\text{initial}} = 3 \cdot 10^{-4} \rho_{\text{atm.}}$

Température relative des
parois 1/100

$M/m = 20 \text{ à } 140 \mu\text{sec}$

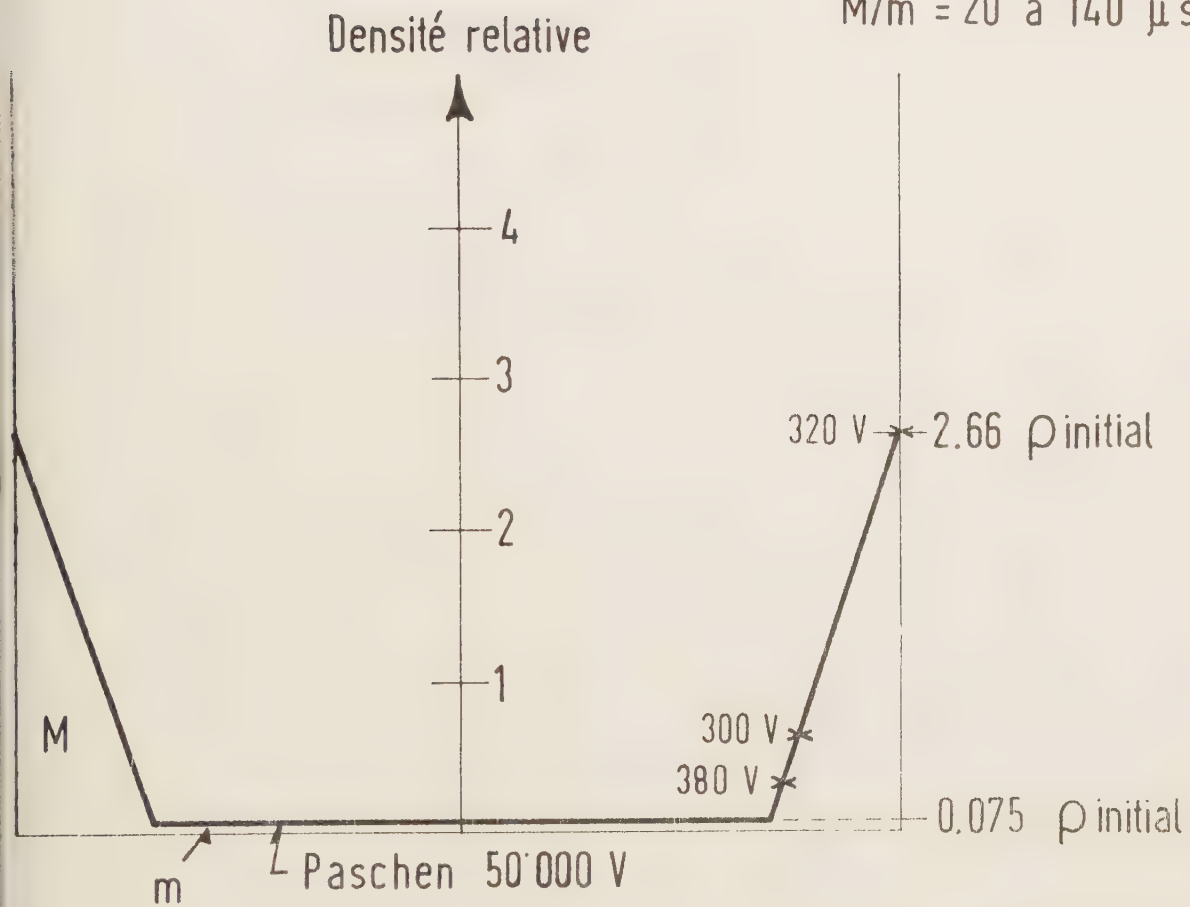
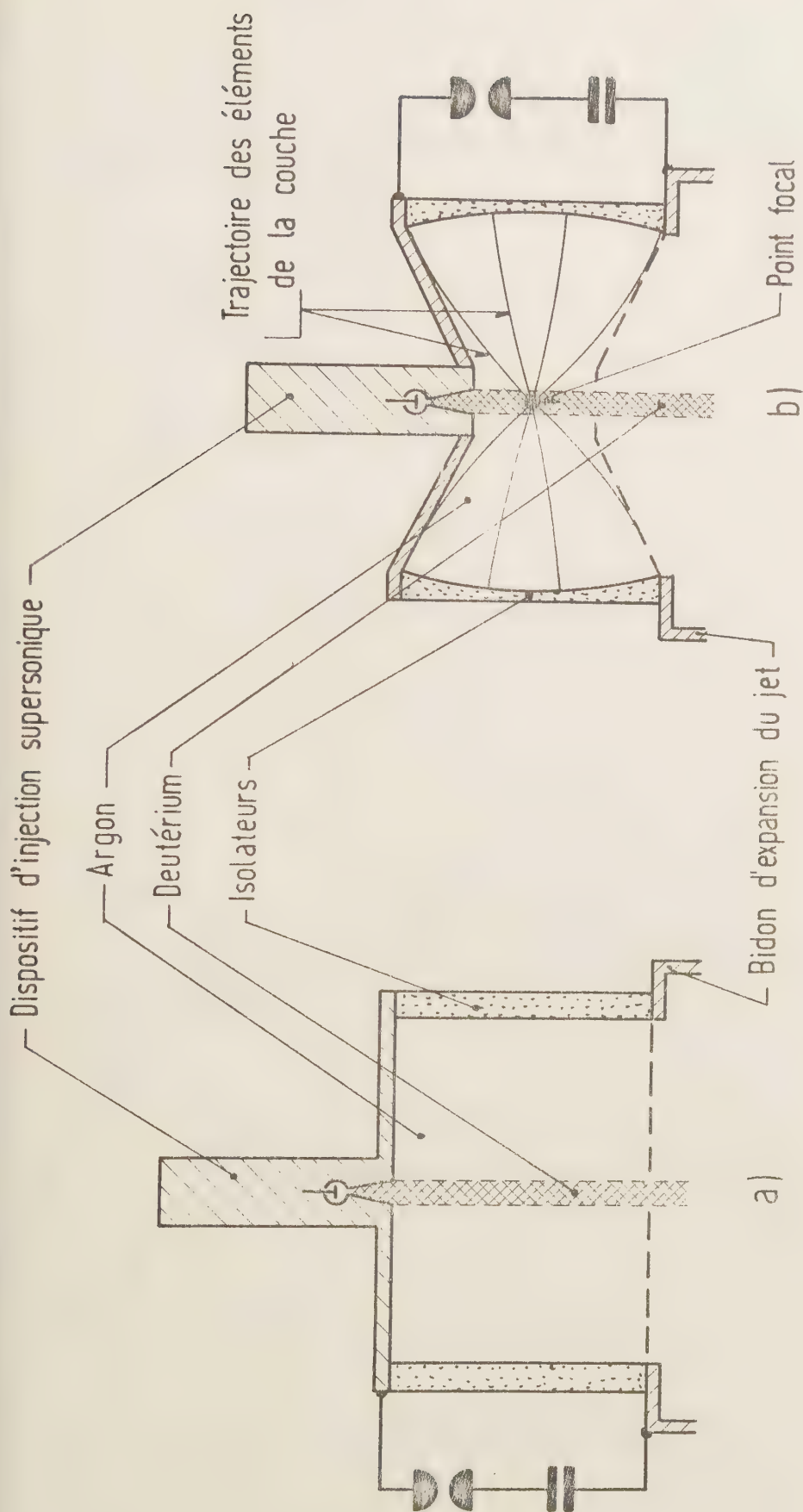
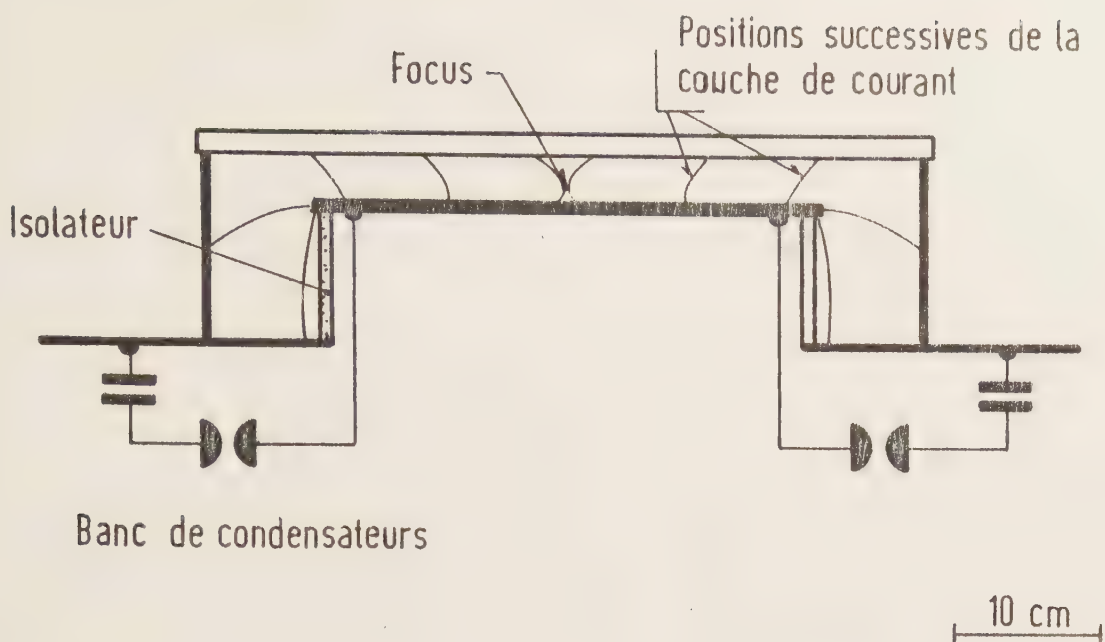


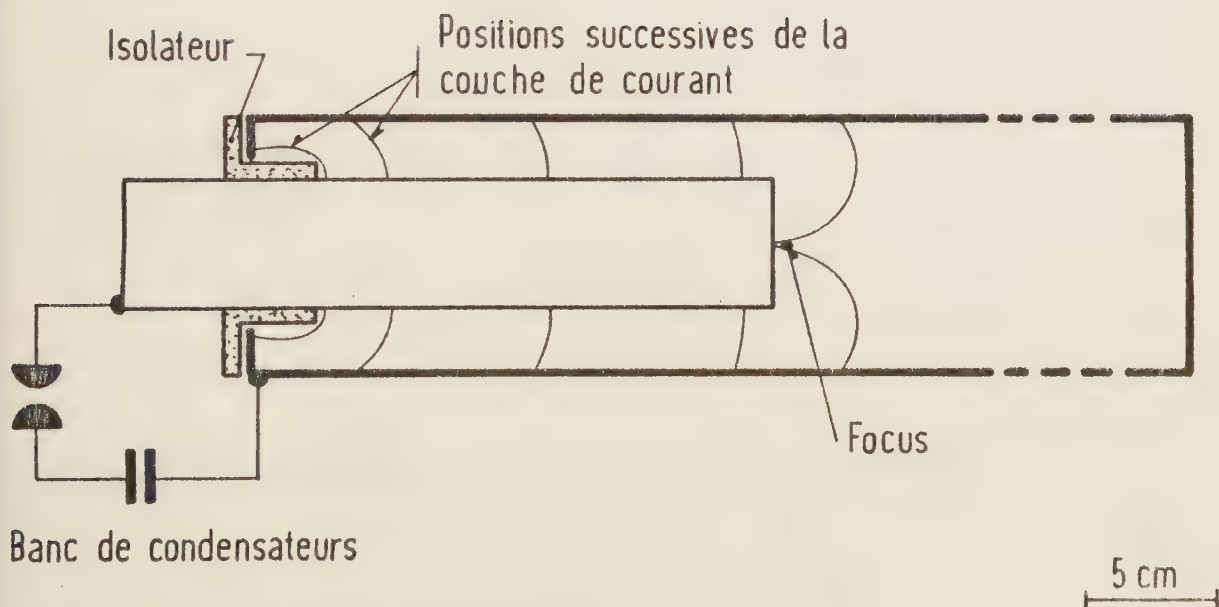
Fig. 14 - APPLICATION DU CONFINEMENT THERMIQUE A UN
PINCH CREUX.



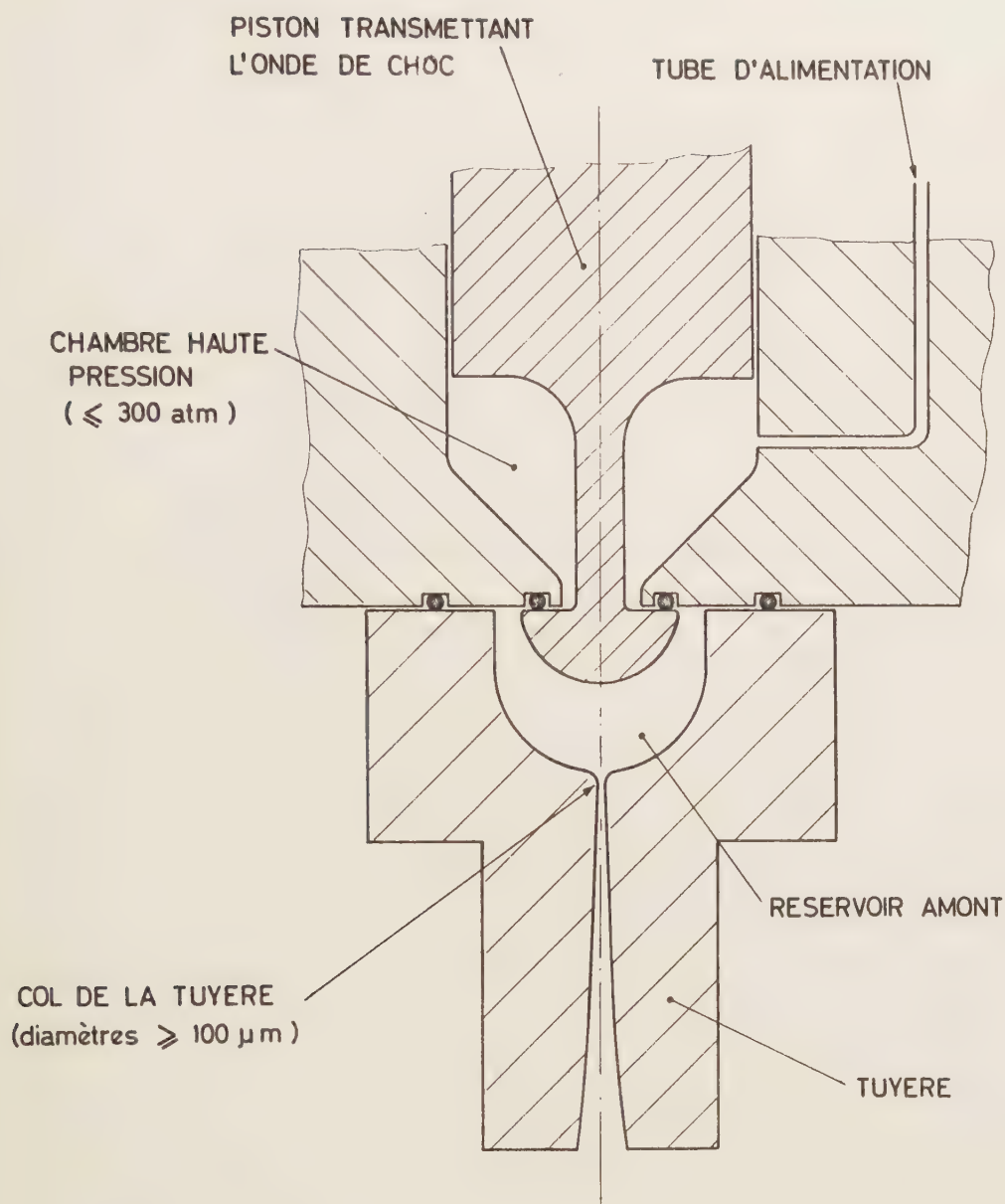
- Fig. 15 - PINCHS PLEINS DE GAZ LOURD AVEC INJECTION SUPERSONIQUE CENTRALE DE DEUTERIUM.



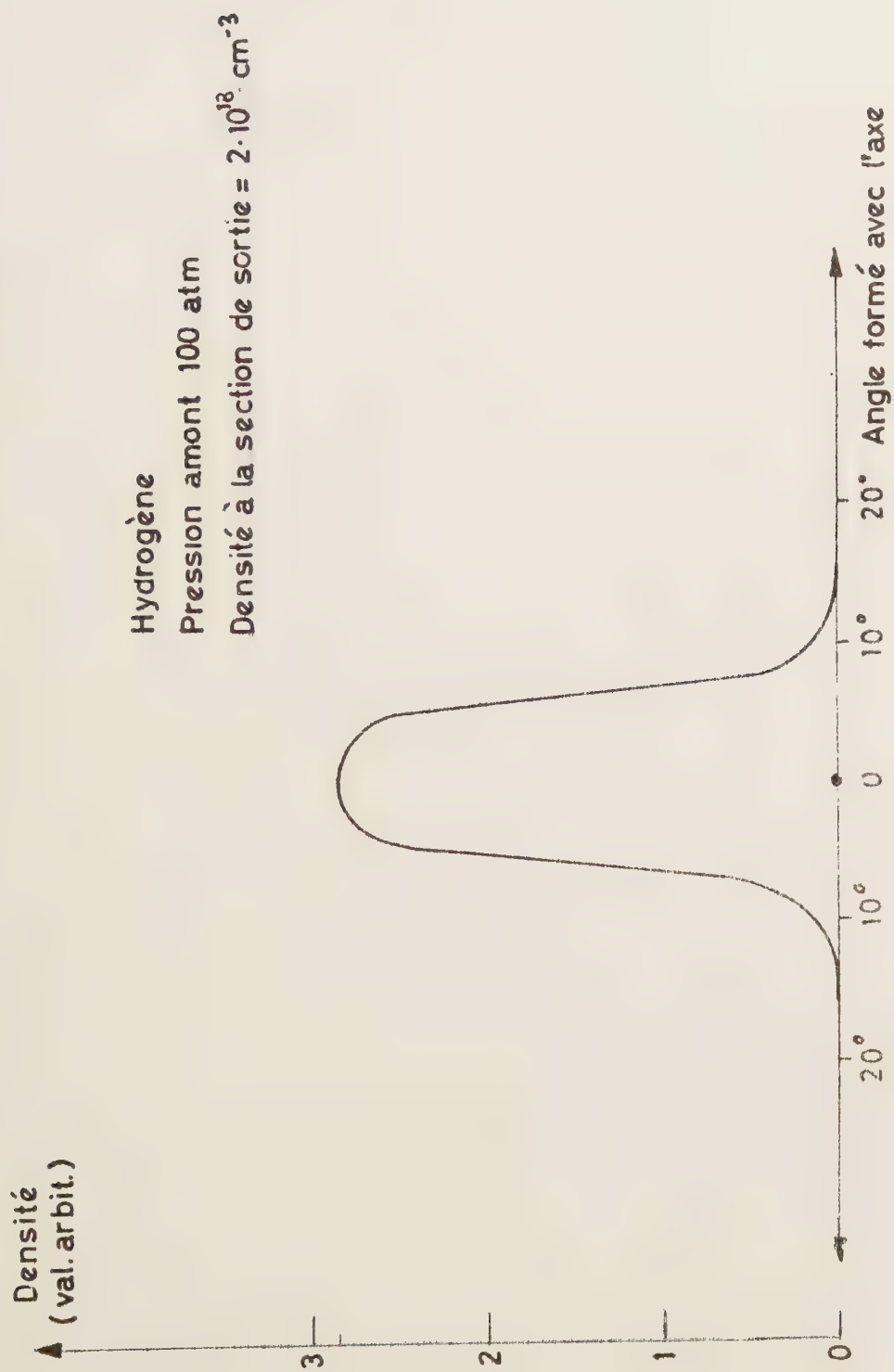
- Fig. 16 - LA GEOMETRIE DE FILIPPOV



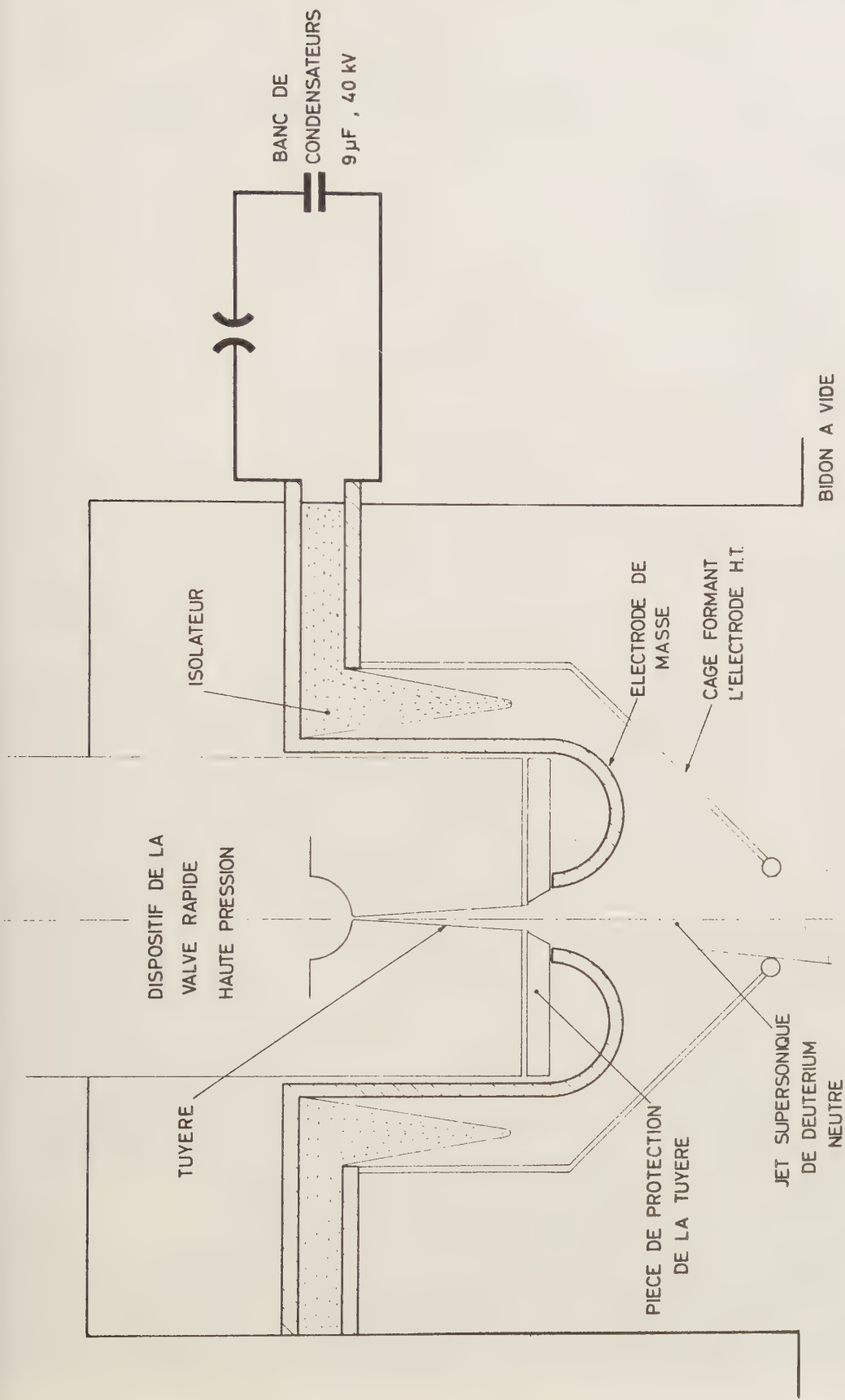
- Fig. 17 - LA GEOMETRIE DE MATHER



- Fig. 18 - L' ENSEMBLE VALVE RAPIDE ET MICROTUYERE.



- Fig. 19 - DISTRIBUTION DE DENSITE POUR UNE TUYERE DE 7 Mach



- Fig. 20 - SCHEMA DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL



Fig. 20 bis : LA CHAMBRE D'EXPERIENCE

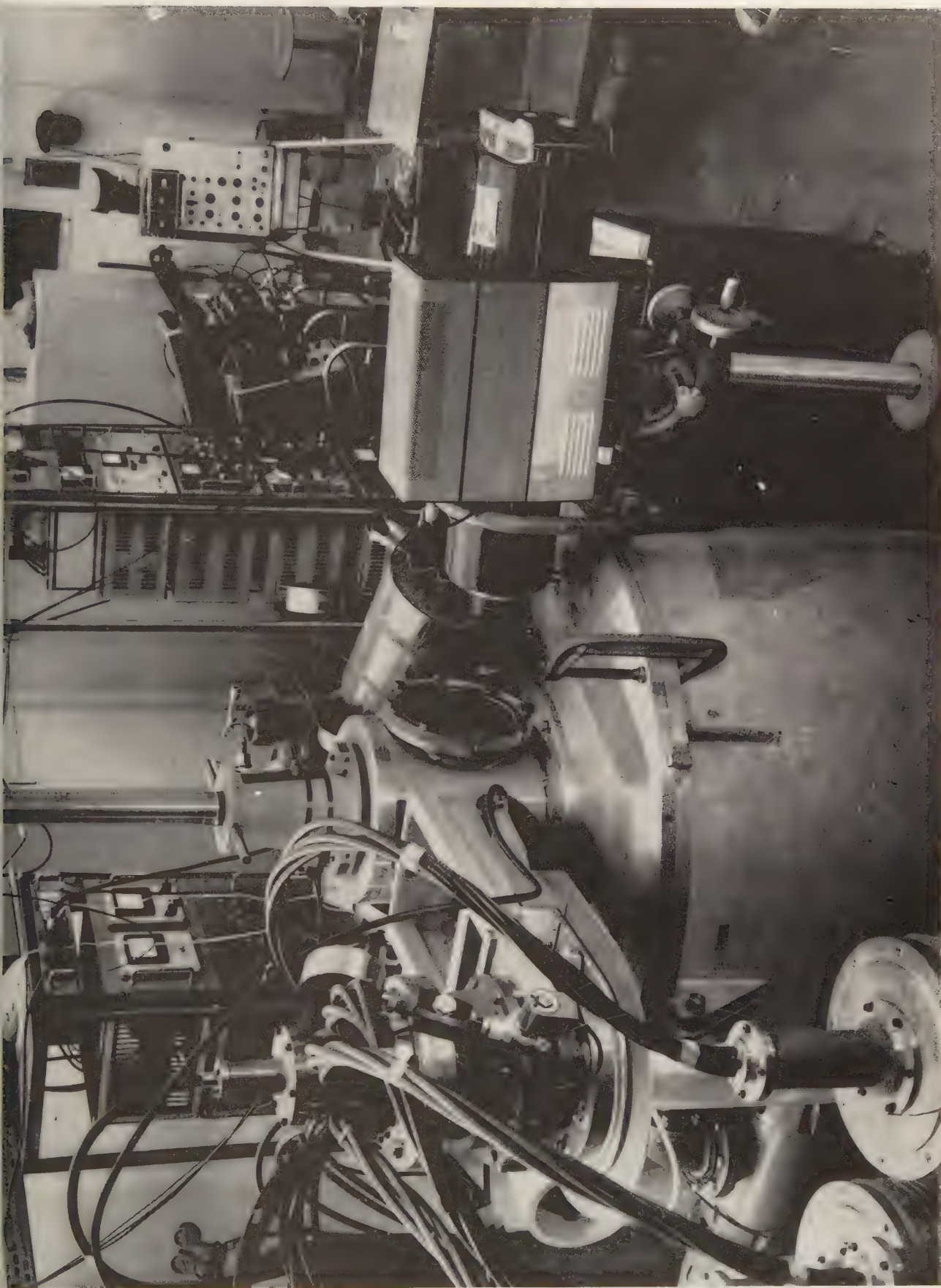
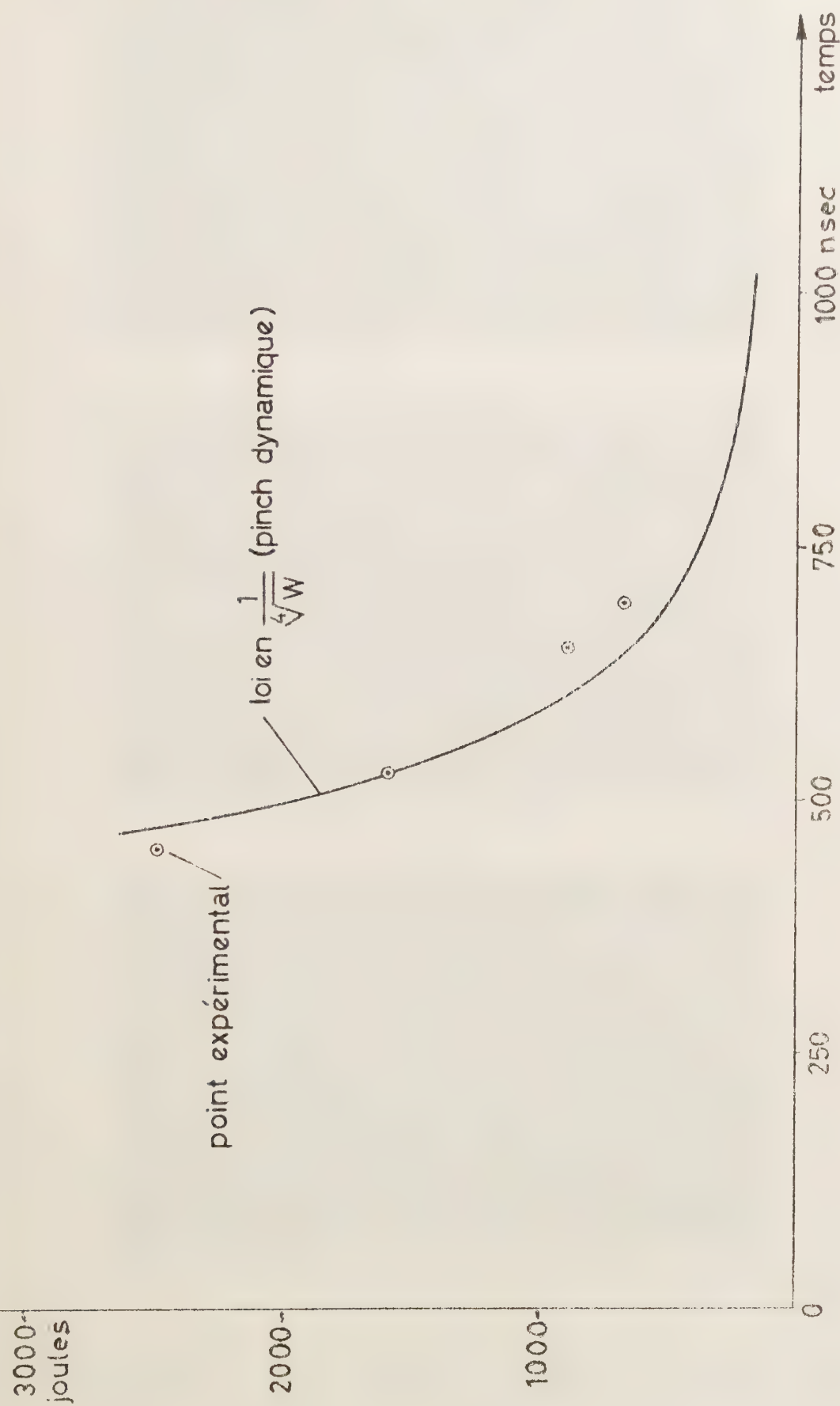


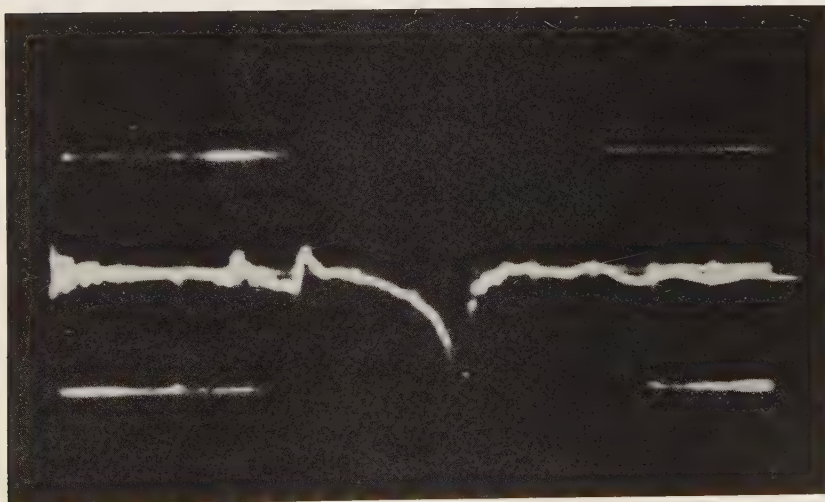
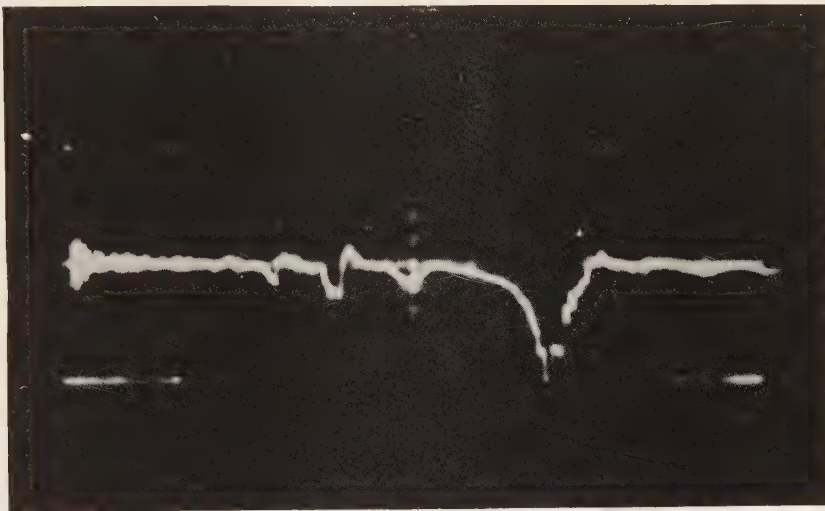
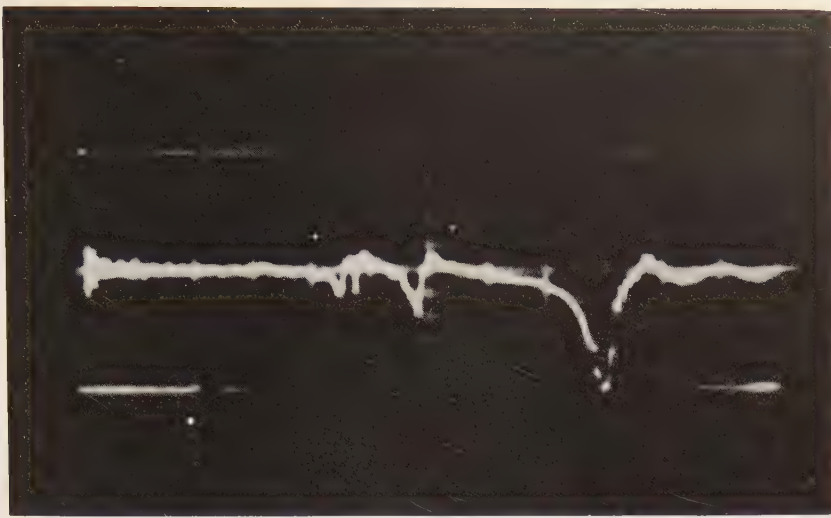
Fig. 20 ter : VUE D'ENSEMBLE DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL



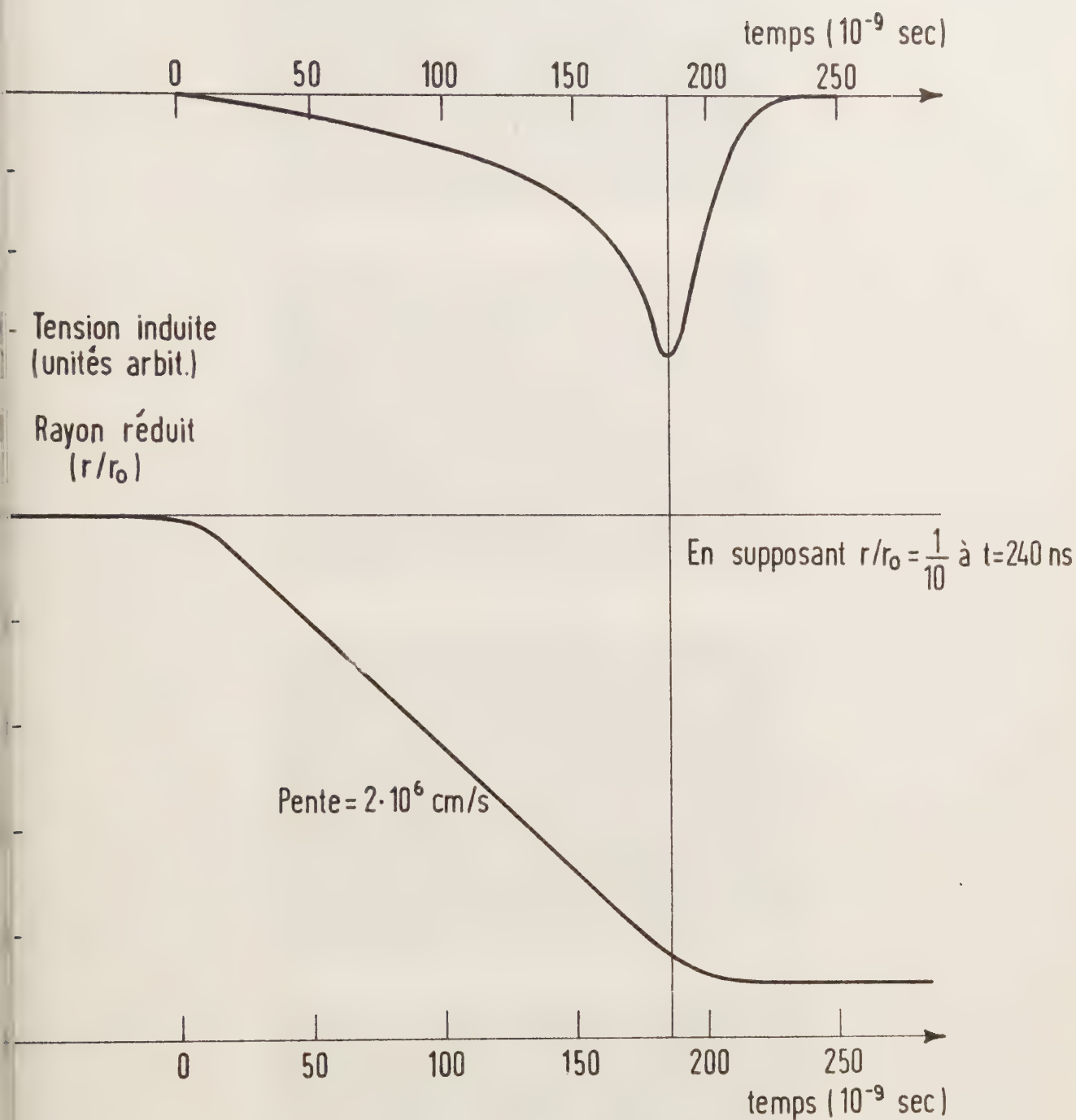
Fig. 21 : DIAGRAMME DE LA TENSION AUX BORNES DU PINCH :
 $0,5 \mu s / div$; $60 \text{ KV} / div$.



- Fig. 22- INSTANT OU SE PRODUIT LE PIC DE TENSION EN FONCTION DE L'ENERGIE DU BANC.



23 : EXEMPLES DE TENSION INDUITE DURANT LA STRICTION
200 ns/div .



24 - MOUVEMENT RADIAL DEDUIT DE LA TENSION INDUITE

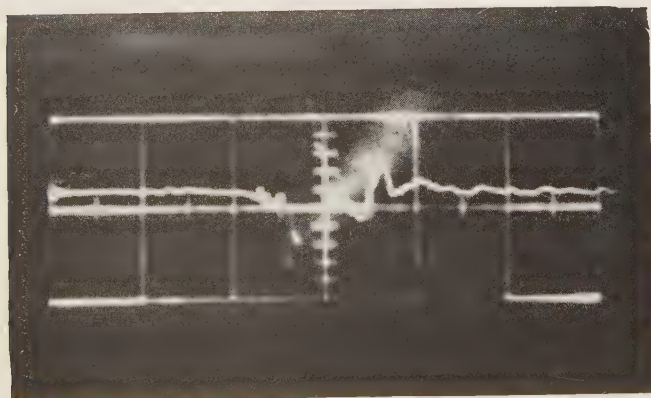
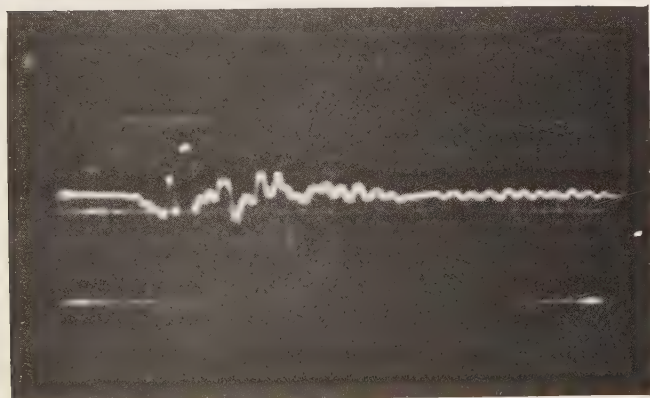
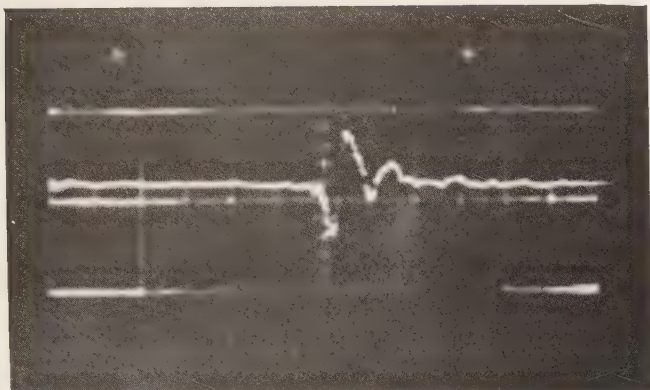
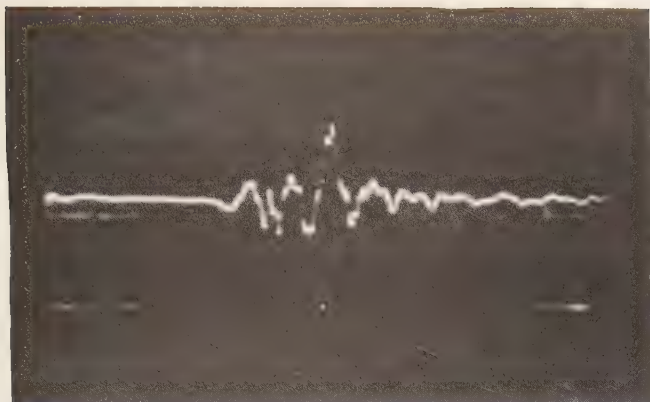


Fig. 25 : COMPOSANTS HAUTE FREQUENCE DE LA TENSION
INDUITE 50 ns/div .

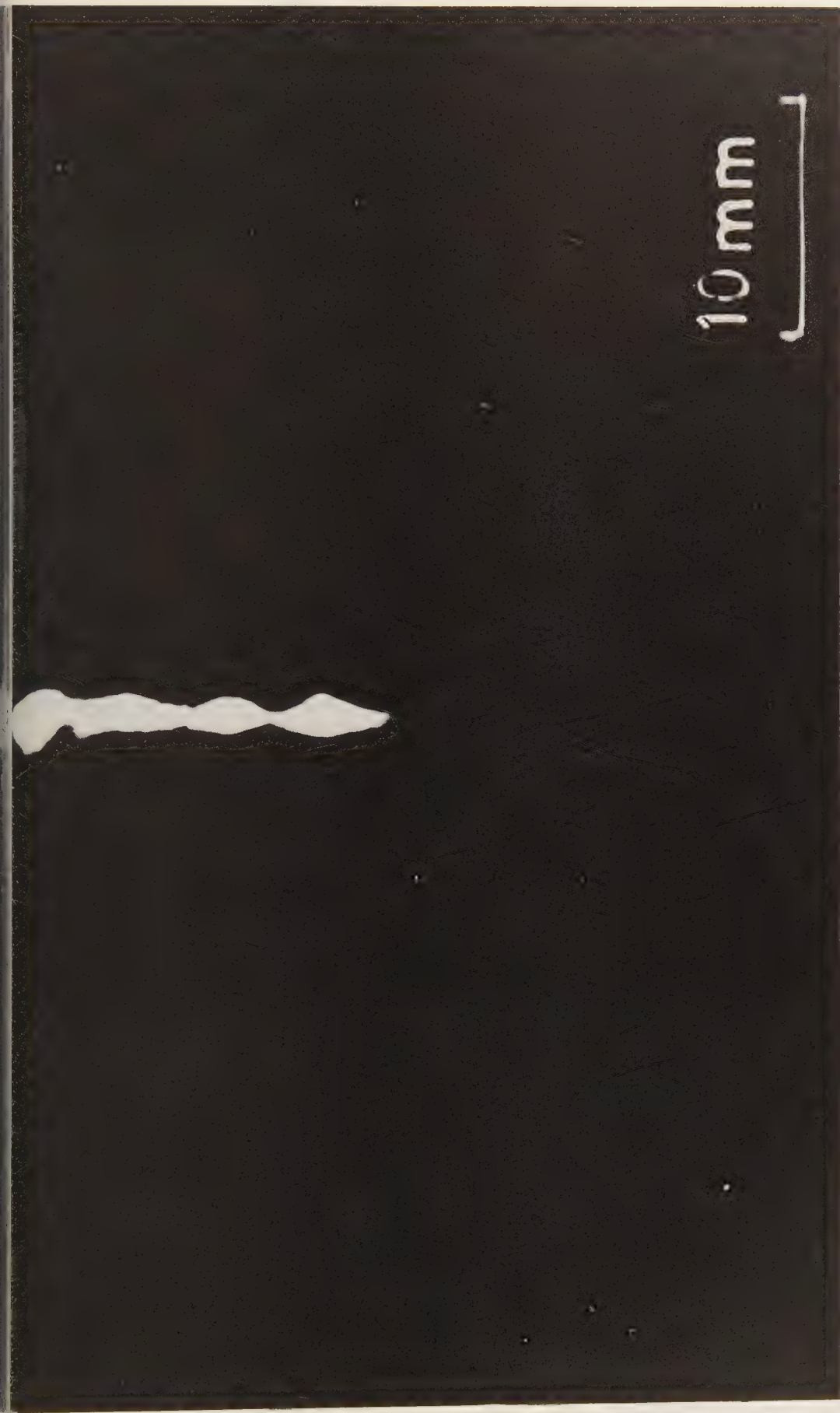
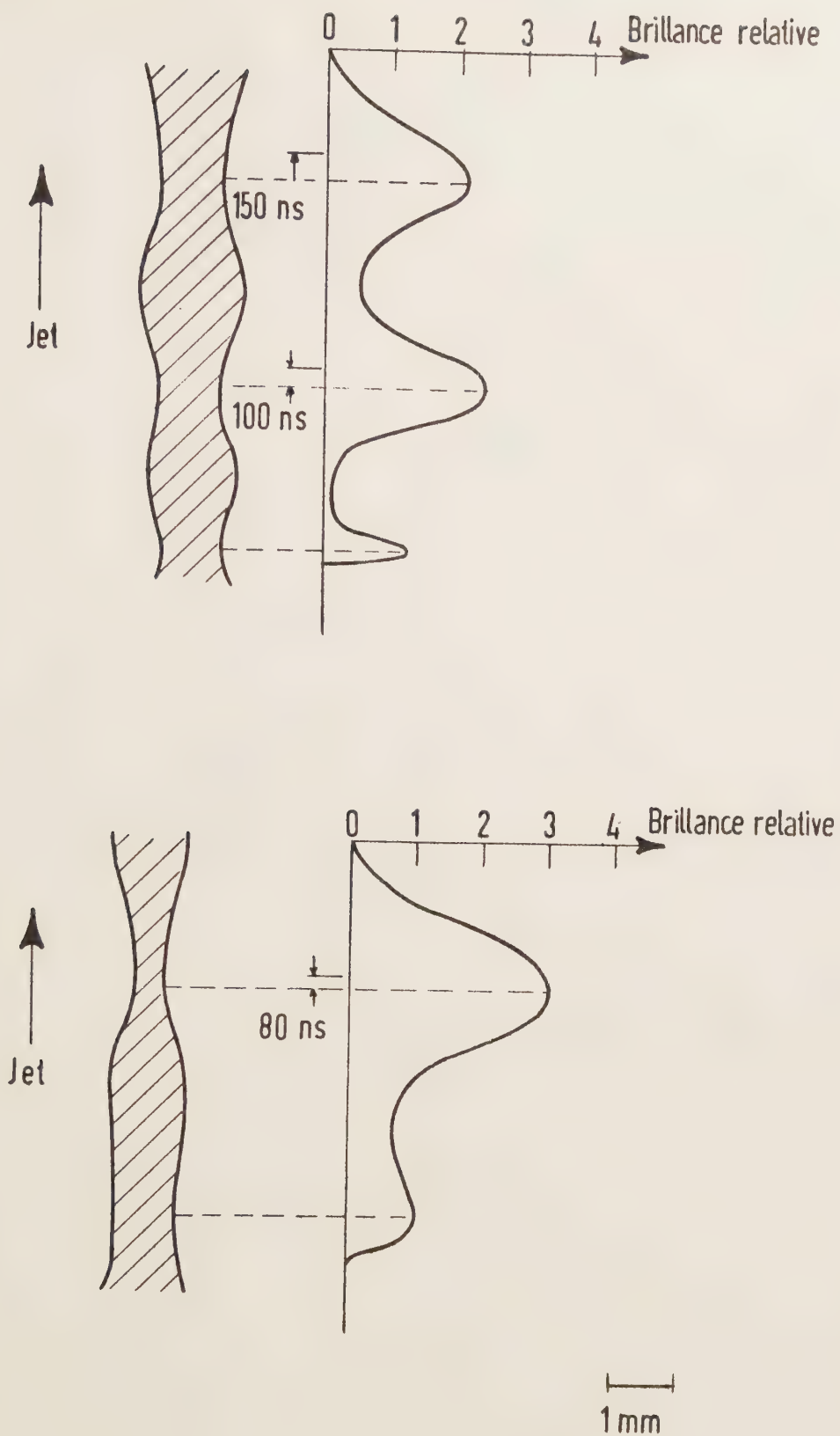


Fig. 26 : IMAGE DU PINCH - DANS LE VISIBLE - AU VOISINAGE
DE L'INSTANT DE COMPRESSION MAXIMUM.

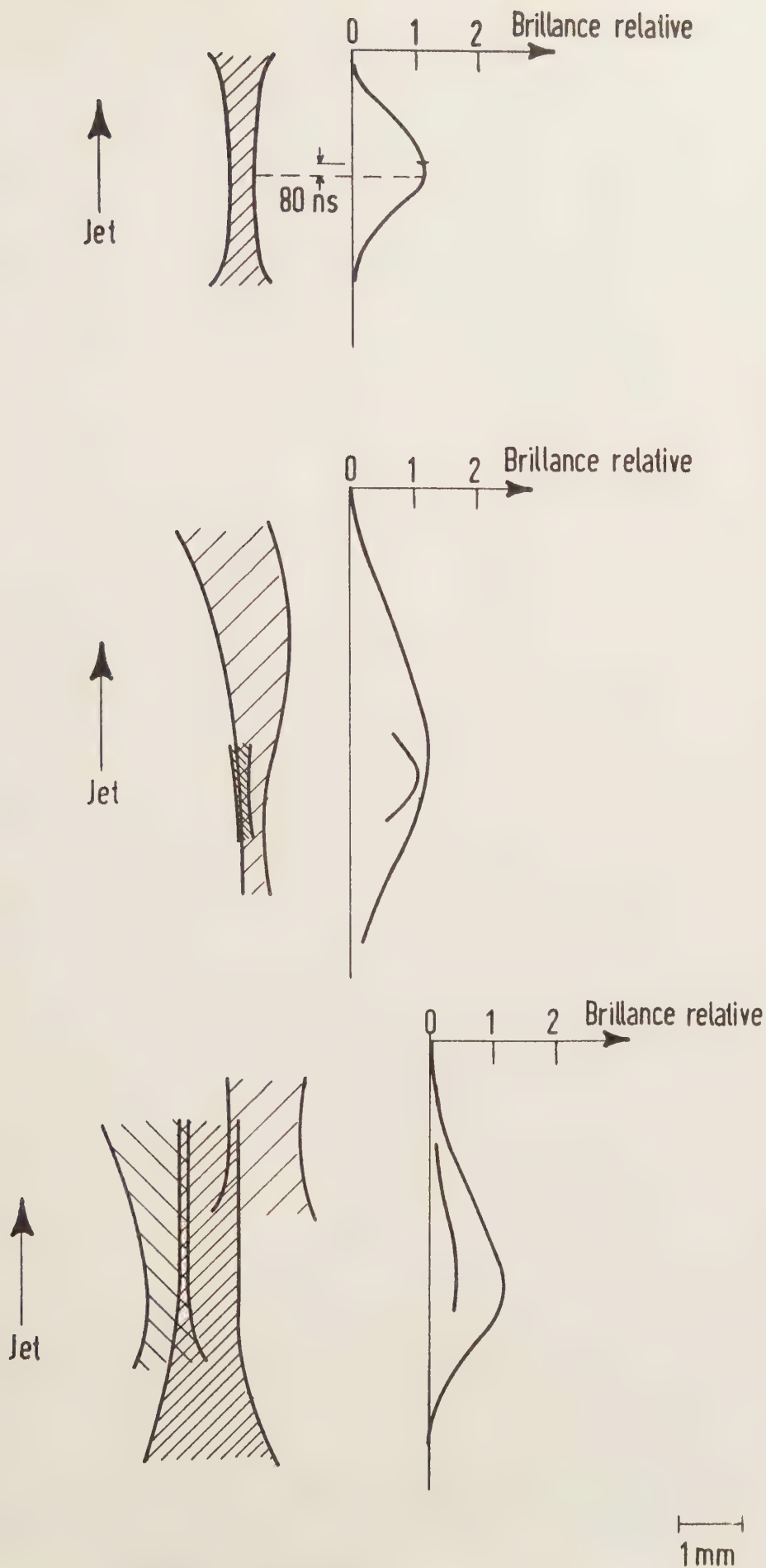


Fig. 27 : CHAPELET DE FOCUS PRIS A LA CAMERA "PINHOLE "

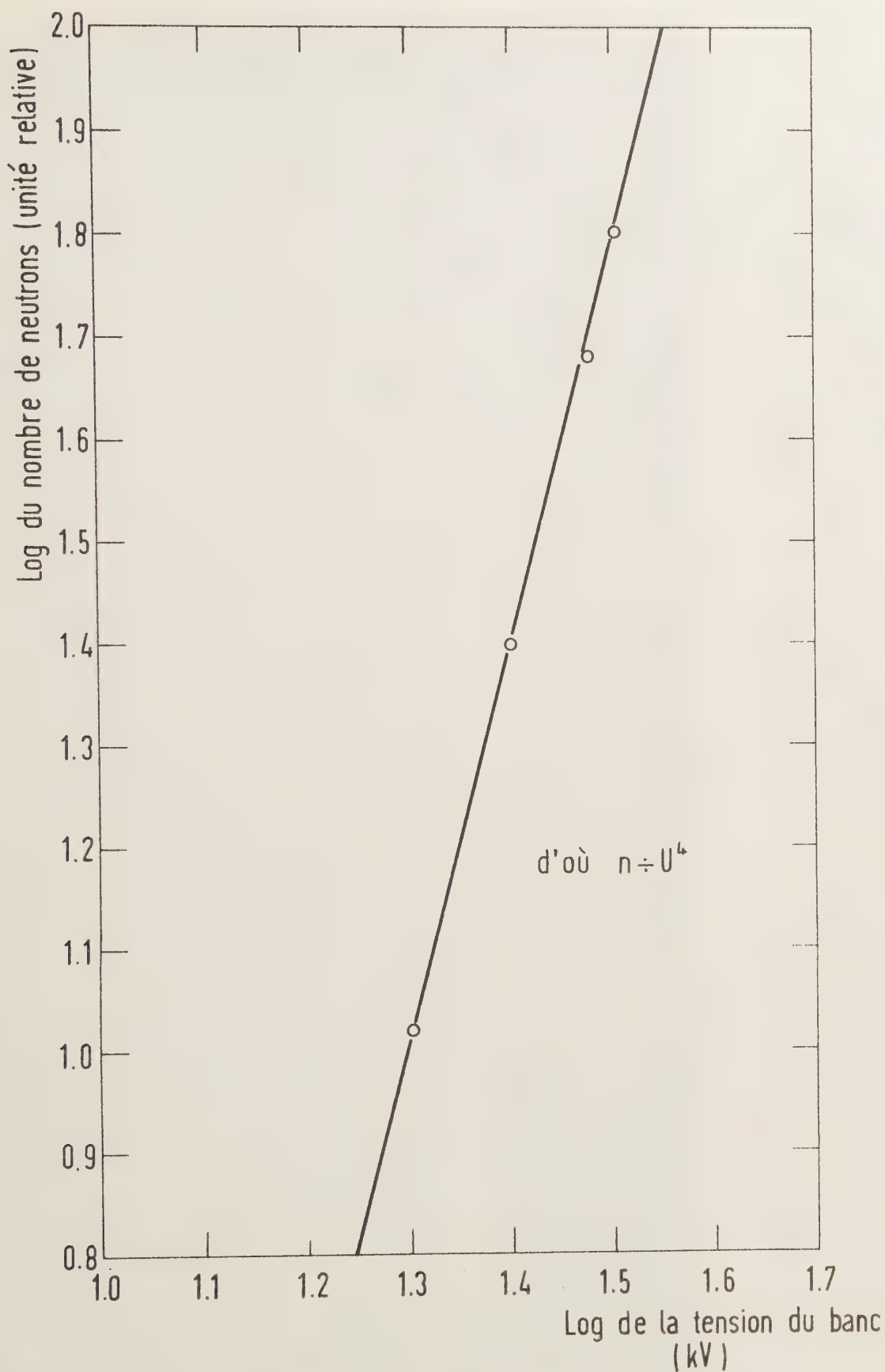
DANS LA BANDE X DE $1 \div 4$ Kev .



- Fig. 28 - REPRESENTATION DES SOURCES DE RAYONS X MOUS.



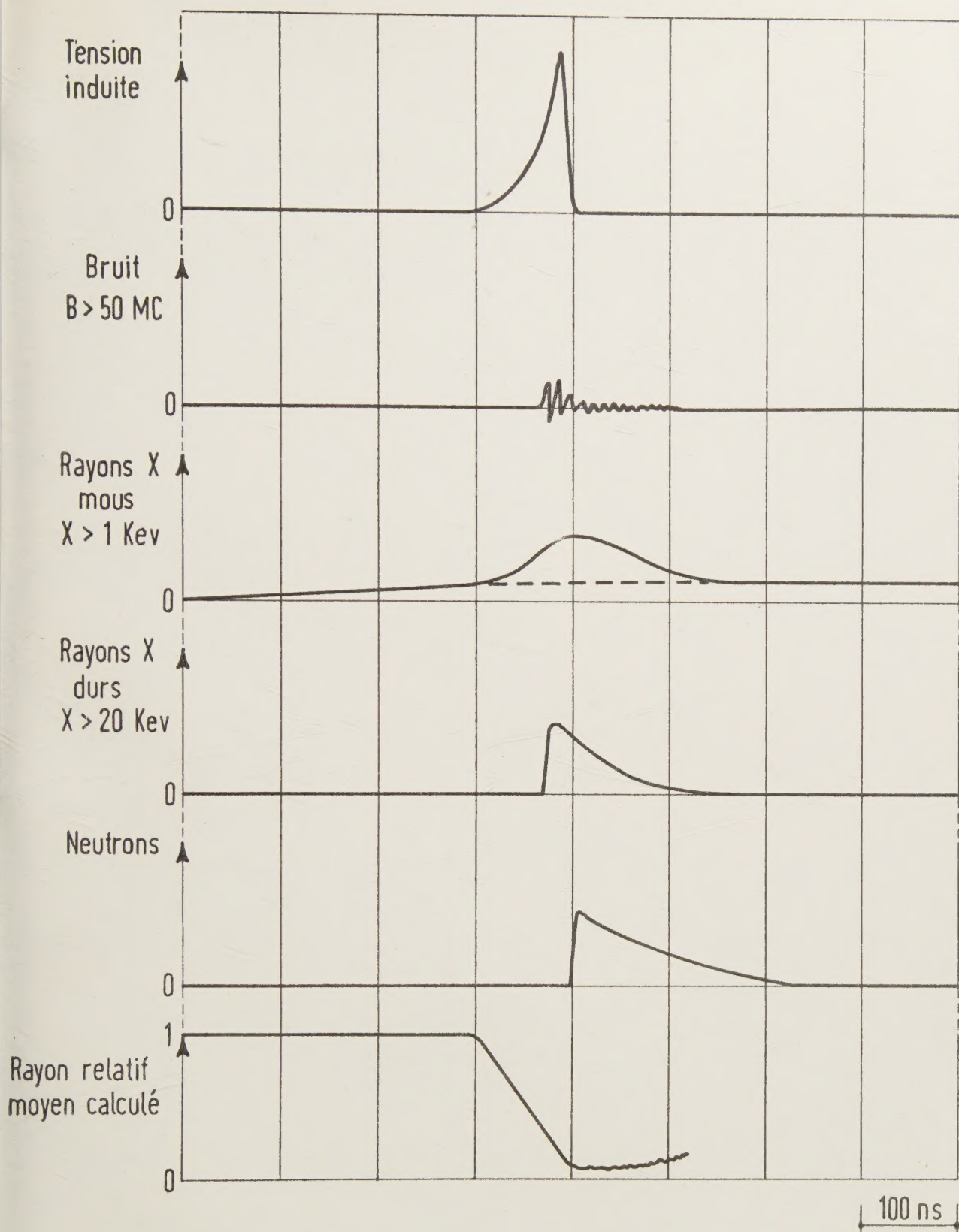
- Fig. 29 - REPRESENTATION DES SOURCES DE RAYONS X MOUS POUR DES FOCUS SIMPLES.



- Fig. 30 - LA PRODUCTION DE NEUTRONS EN FONCTION DE LA TENSION DU BANC



Fig. 31 : OSCILLOGRAMME DU PULSE DE NEUTRONS. LE SCINTILLATEUR EST A 1,5 m DU PLASMA , PROTEGE PAR UN ECRAN DE 1 cm DE PLOMB. LES γ PRODUITS AU VOISINAGE IMMEDIAT DU FOCUS PRECEDENT LES NEUTRONS (200 ns/div).



- Fig. 32 - CORRELATION ENTRE LES DIFFERENTS EVENEMENTS

Marcel Haegi

CONTRIBUTION A L'ETUDE

DES

PLASMAS DENSES

1968